UNIVERSITÉ DE LYON

ENS DE LYON

THÈSE

en vue de l'obtention du grade de Docteur, délivré par

l'**École Normale Supérieure de Lyon**

École doctorale N°52

École doctorale de Physique et Astrophysique

Discipline : Physique

soutenue publiquement le 30/08/2023 par

Théophile RÉMOND

Physique du rebond : Application à la balle de tennis de table

---

devant le jury composé de

PROTIÈRE, Suzie	Chargée de recherche, *Sorbonne Université*	Rapporteure
AUDOLY, Basile	Directeur de recherche, *École Polytechnique*	Rapporteur
COHEN, Caroline	Professeure assistante, *École Polytechnique*	Examinatrice
VILLE, Fabrice	Professeur des universités, *INSA de Lyon*	Examinateur
GÉMINARD, Jean-Christophe	Directeur de recherche, *ENS de Lyon*	Directeur
RINALDI, Renaud	Maître de conférences, *INSA de Lyon*	Examinateur

Cette thèse a été dirigée et encadrée par :
Jean-Christophe Géminard et Vincent Dolique – Laboratoire de Physique de l'ENS de Lyon
Renaud Rinaldi – Laboratoire MatéIS de l'INSA de Lyon

Remerciements

C'est une grande satisfaction d'avoir mené ce projet de thèse au sein de l'ENS. À l'issue de ces trois années, j'ai beaucoup évolué, je suis une personne plus épanouie, et cela grâce à toutes les personnes formidables que j'ai côtoyées.

En premier lieu, je tiens à remercier mes rapporteurs ainsi que l'ensemble des membres du jury pour s'être penchés sur mon travail avec la rigueur de la science, la passion du sport et la bonne humeur, à l'image du programme Sciences 2024. Je suis aussi très reconnaissant envers le GDR Sport et Activités Physiques de m'avoir permis cette opportunité inédite qui a intrigué plus d'un observateur. Je ne suis pas sûr de mener une carrière de sportif de haut niveau mais je suis fier de cette première médaille de « Docteur en Ping-Pong ».

Je veux exprimer ma gratitude envers l'ensemble de mes encadrants pour leur grande richesse scientifique. Jean-Christophe, merci d'avoir veillé à ce que j'évolue dans un environnement sain, et d'avoir trouvé le temps à mon projet malgré les nombreuses responsabilités en tant que directeur d'unité. Les séances au tableau à la craie, juste avant le repas, à écrire des équations pas très digestes, me manqueront beaucoup. Vincent, merci de m'avoir accueilli et d'avoir toujours été présent pour m'aider et pour assurer les nombreuses tâches que j'ai parfois oubliées. Renaud, merci pour ta bonne humeur et ta bienveillance, je devrais être plus souriant désormais. Surtout, merci d'avoir accepté de reprendre le co-encadrement de ma thèse et d'avoir apporté ta vision créative au projet. Lionel, beaucoup d'émotions me viennent. Je retiens avant tout ton incroyable gentillesse, ta passion pour le sport et une grande humilité. Mes pensées vont à toute ta famille et il est indéniable que tu es une personne très attachante avec qui j'aurais aimé travailler davantage.

J'aimerais aussi mentionner plusieurs personnes qui ont grandement facilité mon travail. Les membres du personnel administratif de l'ENS pour leur disponibilité et leur efficacité, ce qui m'a permis de me concentrer pleinement sur la physique. Franck Vittoz et les nombreuses tentatives d'amélioration du dispositif expérimental. Quelle réussite de voir que les points expérimentaux correspondent aussi bien aux modèles théoriques. Jean-Loup pour les conseils de relecture précieux, offerts avec un regard de joueur de tennis de table, m'aidant à corriger de fâcheuses étourderies. Stéphane Lelong ainsi que Christian Gaubert, pour avoir cru en ce que je pouvais apporter aux fédérations de tennis de table, et pour le temps consacré aux discussions, même à l'approche des Jeux de Tokyo. J'espère leur avoir rendu quelques éléments de réponse et esquissé les pistes à suivre pour glaner les médailles.

Enfin, je voudrais dire un grand merci à l'ensemble des personnes du laboratoire de physique, d'une extrême gentillesse et disponibilité pour aider. À commencer par les membres permanents et leur passion débordante pour la physique, qui se reflète dans les cours et les conférences de haute qualité. Puis surtout l'ensemble des doctorants qui m'ont accueilli et intégré rapidement dans un environnement nouveau pour moi et dans le contexte compliqué lié au Covid. J'en garde de très bons souvenirs, beaucoup de très belles rencontres et d'épanouissement. Merci à vous tous pour la confiance et l'énergie que vous m'avez transmises.

Table des matières

Table des notations **vi**

Introduction **1**

1. Contexte du projet . . . 3
2. Raquette de tennis de table . . . 6
   - 2.A. Palette en bois . . . 7
   - 2.B. Revêtements . . . 9
3. La balle . . . 11
4. Structure de l'étude . . . 14

I. Protocole expérimental et Modélisation numérique **15**

1. Dispositif de caractérisation du rebond de la balle . . . 16
   - 1.A. Matériel utilisé . . . 16
   - 1.B. Campagnes de mesures . . . 21
2. Modélisation numérique . . . 34
   - 2.A. Modèle éléments finis . . . 34
   - 2.B. Profils d'énergie simulés . . . 37
3. Conclusion . . . 38

II. Caractérisations du matériel **39**

1. Premières caractérisations des raquettes dans leur ensemble . . . 40
   - 1.A. Présentation des raquettes . . . 40
   - 1.B. Vitesse des raquettes . . . 43
   - 1.C. Accroche des raquettes . . . 44
   - 1.D. Configuration de jeu hypothétique – la rotation de front . . . 48
   - 1.E. Résumé des premières données . . . 49
2. Caractérisation des substrats mous . . . 49
   - 2.A. Couches de mousse . . . 50
   - 2.B. Couches de silicone transparent . . . 58
   - 2.C. Surfaces à picots . . . 58
   - 2.D. Résumé . . . 58
3. Caractérisations des balles de tennis de table . . . 59
   - 3.A. Épaisseur des balles par tomographie . . . 59
   - 3.B. Comportement mécanique de la balle . . . 60
   - 3.C. Propriétés viscoélastiques de la coque . . . 65
   - 3.D. Vitesse de la balle lors d'un jeu . . . 66
   - 3.E. Résumé . . . 67
4. Conclusion . . . 67

III. Rebond sur une surface rigide **69**

1. Incidence normale de la balle . . . 70
   1.A. État de l'art du flambage d'une sphère creuse . . . 71
   1.B. Observation de la dynamique du flambage . . . 72
   1.C. Rebonds normaux sans rotation incidente . . . 76
   1.D. Rebonds normaux avec rotation autour de la normale . . . 81
   1.E. Résumé . . . 88
2. Incidence oblique de la balle . . . 89
   2.A. État de l'art du rebond oblique d'une balle . . . 90
   2.B. Rebonds obliques sans rotation incidente . . . 90
   2.C. Extension aux balles en celluloïd . . . 100
   2.D. Résumé . . . 102
3. Incidence quelconque de la balle . . . 102
   3.A. Loi de rebond générale . . . 103
   3.B. Vérification du modèle général . . . 107
   3.C. Résumé . . . 114
4. Conclusion . . . 115

IV. Rebond sur une surface déformable **117**

1. Incidence normale de la balle . . . 118
   1.A. Substrat en silicone transparent . . . 118
   1.B. Substrat en mousse . . . 125
   1.C. Résumé . . . 126
2. Incidence oblique de la balle . . . 126
   2.A. Premières observations . . . 127
   2.B. Modèle de rebond sur une surface déformable . . . 128
   2.C. Rotation sur un substrat de silicone . . . 133
   2.D. Rotation sur un substrat de mousse . . . 138
   2.E. Limites des hypothèses du modèle théorique . . . 141
   2.F. Résultats préliminaires sur des revêtements à picots . . . 142
   2.G. Résumé . . . 147
3. Conclusion . . . 148

Conclusion générale et perspectives **149**

Annexe – Dispositif de caractérisation rapide **153**

1. Montage expérimental proposé . . . 153
2. Mesures expérimentales . . . 154
   2.A. Paramètres de mesures optimaux . . . 155
   2.B. Influence expérimentale de l'angle de la raquette sur la distance de rebond . . . 157
   2.C. Prédiction analytique de la distance de rebond . . . 158
3. Discussion sur la pertinence de ce dispositif . . . 161

Notation	Description	Valeur
$\vec{\mathrm{x}}$	direction x selon l'axe optique de la caméra	
$\vec{\mathrm{y}}$	direction y selon le substrat d'étude	
$\vec{\mathrm{z}}$	direction z selon la normale au substrat	
$\vec{\mathrm{u}}_r$	direction radiale à la surface de contact de la balle	
$\vec{\mathrm{u}}_\theta$	direction orthoradiale à la surface de contact de la balle	
indice i	composante incidente du rebond de la balle	
indice r	composante réfléchie du rebond de la balle	
exposant m	composante maximale	
exposant c	composante critique au seuil d'instabilité de flambage	
$\vec{\mathrm{v}}_{\mathrm{z},r}$	vitesse linéaire réfléchie de la balle selon la direction z	
$\vec{\omega}_\mathrm{x}$	vitesse angulaire de la balle autour de l'axe $\vec{\mathrm{x}}$	
$\vec{\mathrm{v}}_i^{\mathrm{P}}$	vitesse incidente du point de contact P	
ε_z	coefficient de restitution de la vitesse linéaire selon z	$\varepsilon_\mathrm{z} = -\mathrm{v}_{\mathrm{z},r}/\mathrm{v}_{\mathrm{z},i}$
$K_{c,i}$	énergie cinétique initiale de la balle	
Σ	coefficient de restitution de la vitesse au point de contact	$\Sigma = \frac{\mathrm{v}_{\mathrm{y},r} - R\omega_{\mathrm{x},r}}{\mathrm{v}_{\mathrm{y},i} - R\omega_{\mathrm{x},i}}$
Y	ratio des vitesses tangentielles de la balle	$\mathrm{Y} = R\,\omega_r/\mathrm{v}_{\mathrm{y},r}$
α	angle d'inclinaison de la raquette par rapport à l'horizontale	
θ	angle entre la trajectoire de la balle et l'axe $\vec{\mathrm{z}}$	
Θ	angle entre la balle et la surface	
γ	angle entre la distance orthoradiale au contact de la balle et le vecteur vitesse du point M	
φ_i	angle entre l'axe $\vec{\mathrm{y}}$ et le vecteur vitesse au point de contact $\vec{\mathrm{v}}_i^{\mathrm{P}}$	
ι	angle entre la trajectoire de la balle et l'axe $\vec{\mathrm{y}}$	
$\vec{F}$	force de contact du substrat sur la balle	
$\vec{F}_\mathrm{z}$	force normale au substrat	
$\vec{F}_\mathrm{t}$	force de friction dans la surface de contact	$\lvert F_\mathrm{t}\rvert = \mu\,\lvert F_\mathrm{z}\rvert$
C	point au centre de la balle	
P	point au centre du contact entre la balle et le substrat	
M	point sur le rayon extérieur de la surface de contact entre la balle et le substrat	
D	diamètre de contact entre la balle et le substrat	
$r(\mathrm{v}_{\mathrm{z},i})$	rayon du contact entre la balle et le substrat évoluant avec la vitesse incidente de la balle	
d	profondeur de la cloque lors du flambage élastique de la balle	
δ	déplacement de la balle dans le substrat	
τ	temps de contact entre la balle et le substrat	$\tau \approx 0,6$ ms
t_g	temps de mise en roulement de la balle	
g	constante de gravité	
R	rayon de la balle	$R = 0,02$ m
m	masse de la balle	$m = 2,7$ g
ρ_b	densité de la balle	$\rho_b = 1\,070$ kg.m^{-3}
ν_b	coefficient de Poisson de la balle	$\nu_b = 0,35$

Notation	Description	Valeur
E	module d'Young	
E_∞	module élastique au temps long du modèle de Maxwell généralisé pour le comportement de la balle	$E_\infty = 1,5$ GPa
E_1	module élastique de la première branche du modèle de Maxwell généralisé pour le comportement de la balle	$E_1 = 0,5$ GPa
τ_1	temps de relaxation de la première branche du modèle de Maxwell généralisé pour le comportement de la balle	$\tau_1 = 0,001$ s
E_g	module d'Young du verre	$E_g = 70$ GPa
ν_g	coefficient de Poisson du verre	$\nu_g = 0,35$
ρ_g	densité du verre	$\rho_g = 2\,500\text{kg.m}^{-3}$
ρ_s	densité du silicone	$\rho_s = 1\,200$ kg.m^{-3}
ν_s	coefficient de Poisson du silicone	$\nu_s = 0,49$
μ	coefficient de friction	
k	constante de rigidité du ressort	
η	viscosité du matériau	
a	paramètre d'ajustement sans dimension traduisant le déplacement de l'anneau de contact, au flambage de la balle	$a = 0,085$
b	paramètre d'ajustement sans dimension traduisant la position de l'anneau au centre du contact, au flambage de la balle	$b = 0,706$
e_b	épaisseur de la balle	$e_b = 522\ \mu$m
e_m	épaisseur du substrat de mousse	
e_s	épaisseur du substrat de silicone	
L_p	longueur des picots	
D_p	diamètre des picots	
d_p	densité de surface des picots	$d_p = \frac{\pi}{2\sqrt{3}} \left(\frac{D_p}{r_p}\right)^2$
r_p	distance entre deux picots voisins	
I_Δ	moment d'inertie de la balle autour de l'axe Δ	$I_\Delta = \frac{2}{3}\, m\, R^2$
Y	déplacement du chariot modélisant un substrat mou	
F^{B}	force de la balle sur le chariot	
F^{V}	force de rappel viscoélastique du chariot	
m_c	masse du chariot	

Introduction

Sommaire

1. Contexte du projet **3**
2. Raquette de tennis de table **6**
   - 2.A. Palette en bois 7
   - 2.B. Revêtements 9
3. La balle **11**
4. Structure de l'étude **14**

Le sport joue un rôle de plus en plus important dans nos sociétés contemporaines, désormais technologiques – numériques – robotisées. Travail et tâches du quotidien sont orientés vers la facilitation et sollicitent de moins en moins d'aptitudes telles que la force physique, l'endurance, la coordination motrice, l'initiative... Des aptitudes et valeurs qui n'en sont pas moins essentielles à l'épanouissement des personnes et qui se retrouvent reléguées dans le cadre des loisirs et, en particulier, la pratique du sport. Il est intéressant de noter que l'origine du terme « sport » vient du vieux français « desport » qui signifie amusement, divertissement, et est associé au plaisir physique ou de l'esprit [1]. Conscients des effets positifs du sport en termes de santé publique [2] et aussi comme vecteur d'intégration sociale, les pouvoirs publics n'hésitent pas à promouvoir la pratique du « sport pour tous » quel que soit l'âge ou le niveau de handicap. Sans oublier l'effet de cohésion et l'engouement d'une nation entière qui peuvent se révéler à l'occasion de compétitions sportives lors de grands événements planétaires tels que la coupe du monde de football ou autour de Jeux Olympiques.

La promotion des pratiques sportives passe évidemment par le sport de haut niveau et l'identification aux champions, autant pour les gestuelles que pour l'adoption du matériel. Les grandes courses populaires qui drainent des milliers de participants ainsi que les applications hyper-spécialisées (tracking GPS par exemple) permettent à n'importe quel pratiquant de s'évaluer, de se mesurer dans une démarche d'amélioration individuelle. Ainsi, à l'occasion des Jeux Olympiques de Paris 2024, le « marathon pour tous » offrira la possibilité à un large public de se comparer aux meilleurs sur le parcours des JO, dans les mêmes conditions que l'élite. La médiatisation considérable qui se crée autour d'un tel évènement est une occasion unique pour les pays de montrer leur excellence sportive et leur savoir-faire technologique.

Habituellement, les athlètes progressent de manière empirique en accumulant entraînements, expériences et confrontations répétées avec les meilleurs de la discipline, ce qui peut suffire à atteindre un niveau d'excellence. Cependant, lorsqu'il s'agit de repousser les limites de la performance, quel que soit le sport, il devient nécessaire d'adopter une démarche scientifique pour décortiquer tous les facteurs d'amélioration. La physique est la science qui consiste à observer et à comprendre les phénomènes qui nous entourent et cherche à les expliquer par des lois générales. Par exemple, la trajectoire d'une balle ou les mécanismes qui régissent les mouvements peuvent être mieux compris et du matériel plus efficace ou plus adapté peut alors être développé en fonction du critère à optimiser. La physique expérimentale met à disposition divers instruments de mesure permettant de quantifier les sensations des sportifs. Nous pouvons caractériser des intuitions, mesurer des propriétés non accessibles autrement. Le rôle que peut avoir la physique est plus ou moins significatif selon le sport considéré. Dans les sports collectifs (football, handball...) elle peut venir en appui de la gestion des athlètes par les entraîneurs, notamment pour éviter le surmenage et les blessures [3]. Cependant, le potentiel d'une démarche scientifique sera par nature beaucoup plus déterminant dans les sports dans lesquels il y a des composantes mécaniques, aérodynamiques... Un exemple frappant est celui du rayonnement acquis par le cyclisme britannique, toutes disciplines confondues, à partir des études qui ont été engagées avec les pistards depuis 4 olympiades, puis déclinées dans l'équipe cycliste SKY puis INEOS...

1. Contexte du projet

Dans la perspective des futurs Jeux Olympiques et Paralympiques (JOP) que la France accueillera en 2024, une partie de la communauté scientifique française s'est intéressée à la recherche autour du sport. Par exemple, dans ce contexte, un programme de recherche nommé Sciences[2024] a été initié par Christophe Clanet de l'École Polytechnique : 11 grandes écoles et le CNRS se sont réunis et engagés, en juillet 2018, à accompagner nos athlètes français dans leurs quêtes de médailles.

À Rio en 2016, la France a remporté un total de 42 médailles dont 10 en or, se classant ainsi à la 7e place du classement des médailles. À Tokyo, elle fait moins bien avec 33 médailles dont 10 en or, et se classe 8e. Aux premières places, nous retrouvons régulièrement les États-Unis, la Chine et, depuis Londres 2012, la Grande-Bretagne. Leur point commun est leur fort investissement dans la recherche autour du sport. Le cas le plus frappant est celui de la Grande-Bretagne, qui a atteint 67 médailles à Londres en 2012, après leur revers aux JO d'Atlanta 16 ans plus tôt et leur 36e position au tableau des médailles. Les investissements ont été multipliés par 5 depuis cette période comme nous pouvons le voir sur la Figure 0.1.

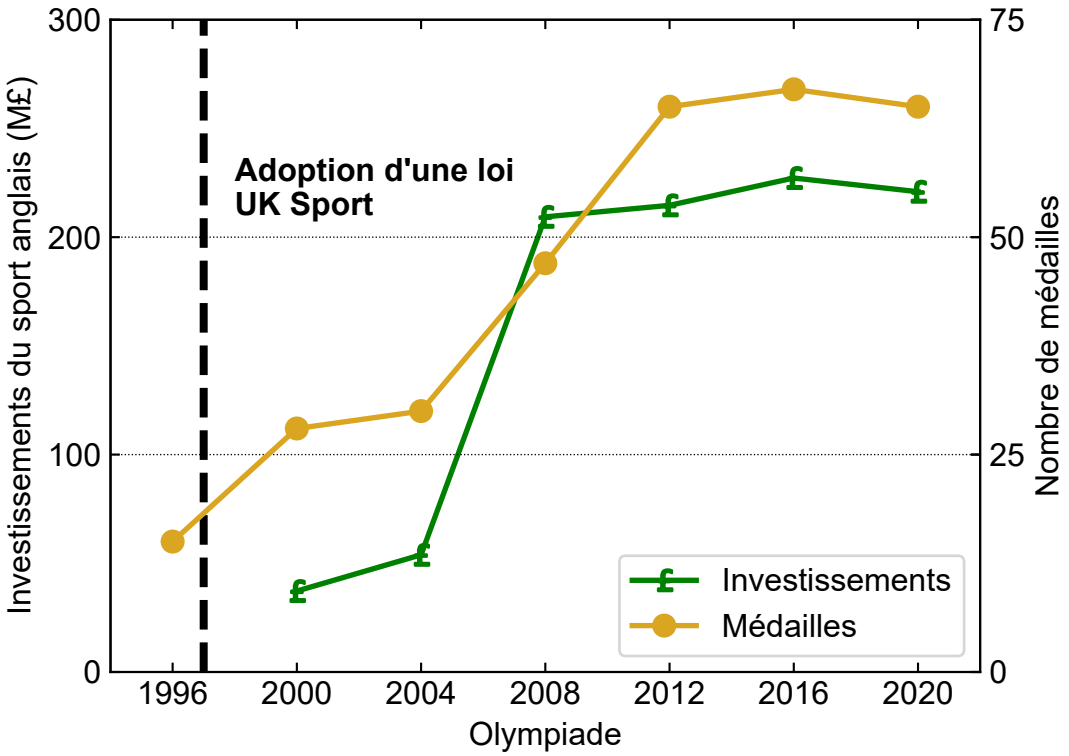

FIGURE 0.1 – Évolution des investissements reçus par le sport anglais, ainsi que le nombre de médailles obtenues lors des différentes Olympiades d'été, depuis le lancement des financements en 1997 [Source : uksport.gov.uk].

Dans cette même optique de voir le sport français réussir et rayonner à l'international, le ministère des sports affiche l'ambition de doubler le nombre de médailles pour les Jeux Olympiques et d'obtenir 15 médailles d'or pour les Jeux Paralympiques de Paris 2024. Pour relever ce défi, l'Agence Nationale du Sport (ANS), un groupement d'intérêt public, est créée en 2019 en vue d'une modernisation du système sportif français jugé dépassé et datant des années 1960. La responsabilité de diriger et d'améliorer la Haute Performance est confiée à Claude Onesta (double champion olympique de handball en tant qu'entraîneur). Dans la même période, le gouvernement lance un Programme Prioritaire de Recherche (PPR) sur le sport de très haute performance, avec l'attribution de différentes bourses au CNRS. Ce dernier, à son tour, monte un Groupement De Recherche (GDR) « Sport et Activités Physiques » qui a pour objectif de fédérer les acteurs qui travaillent sur le sport, dans des projets interdisciplinaires et transverses. La présente thèse est ainsi financée par ce GDR, à l'occasion des 80 ans du CNRS. Elle fait intervenir les Fédérations Françaises de Tennis de Table (FFTT) et Handisport (FFH), ainsi que deux laboratoires de deux écoles : le Laboratoire de Physique de l'ENS de Lyon (LPENSL) et le laboratoire de Matériaux Ingénierie et Sciences (MATEIS) affilié à l'INSA de Lyon.

Par ailleurs, c'est dans ce cadre que Sciences^{2024} s'inscrit et s'est développé. La démarche a commencé par des rencontres entre des chercheurs et différentes fédérations sportives françaises, afin de soulever des questions scientifiques. Nous parlons « d'extractions », c'est-à-dire l'acte d'identifier les problématiques sur lesquelles les chercheurs peuvent aider les entraîneurs et les athlètes. Ces questionnements donnent ensuite lieu à des projets de thèse et/ou des stages, et des retours sont faits aux fédérations. Très souvent, il s'agit d'identifier des petites optimisations, les titres se jouent souvent sur des détails qui se chiffrent en dessous du pour-cent. Par exemple, sur l'épreuve du 400 m féminin aux JO de Rio, la Bahaméenne Shaunae Miller plonge sur la ligne d'arrivée et remporte la médaille d'or, 7 centièmes devant l'Américaine Allyson Felix, ce qui donne cette incroyable photo-finish sur la Figure 0.2a. Aux JO de Pékin en 2008, sur la finale du 100 m papillon, Michael Phelps (en haut sur la Figure 0.2b), dans un dernier mouvement de bras, arrache la médaille d'or au Croate Milorad Čavić pour un centième, et finalement finit l'édition avec le record absolu de 8 titres olympiques. Dans ce dernier cas, la médaille d'or s'est jouée à moins de $0,02$ % d'écart.

(a) **(b)**

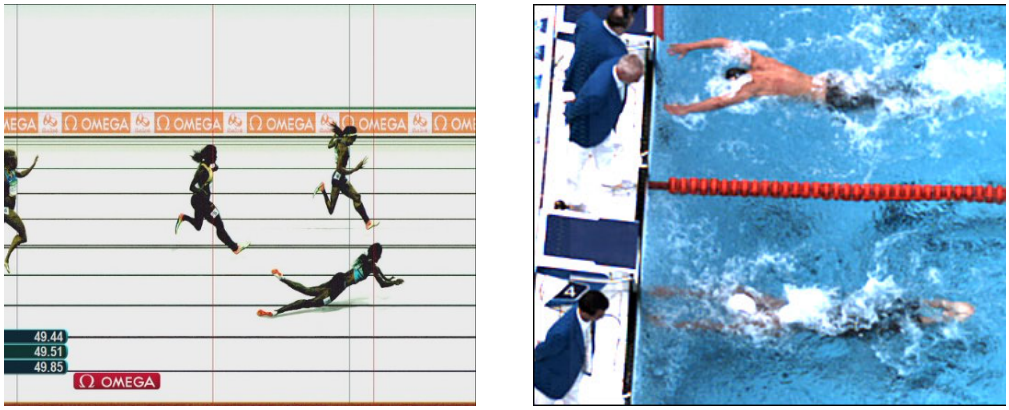

FIGURE 0.2 – (a) Shaunae Miller (en bas) remporte la médaille d'or au 400 m à Rio 2016 après un plongeon sur la ligne d'arrivée [Source : leparisien.fr] **(b)** Michael Phelps (en haut) remporte la finale du 100 m papillon à Pékin 2008 sur la touche à un centième de seconde [Source : bbc.co.uk].

Parmi les projets en cours de développement, par exemple, un travail consiste à comprendre les effets des différents textiles sur la traînée aérodynamique des coureurs cyclistes sur piste. Un autre cherche à mieux comprendre la friction sur les coques d'aviron et comment se comporte la traînée de vague le long de la coque dans un écoulement instationnaire [Source : sciences2024.polytechnique.fr].

Dans cette thèse, nous abordons la question du rebond de la balle de tennis de table que ce soit sur une table ou sur une raquette. Cette question semble classique, mais nous sommes confrontés ici au rebond d'une coque sphérique sur une surface complexe (couches multiples, surface texturée). Le choix des composants de la raquette est encore aujourd'hui largement empirique et la Fédération Française de Tennis de Table (FFTT), la Fédération Française Handisport (FFH), les joueurs et les entraîneurs souhaitent que nous leur apportions une approche scientifique pour les guider dans ce choix de matériel. Ce dernier modifie radicalement la capacité du joueur à donner de la vitesse et de l'effet à la balle. Nous citons ici les propos de Stéphane Lelong, Directeur Technique National de la FFH :

> *« Il est essentiel pour les joueurs et les entraîneurs de connaître les différentes caractéristiques réelles du matériel utilisé par nos champions et par nos adversaires principaux dans la quête de médailles aux Jeux Paralympiques. L'étude demandée sur les effets de balles produits par les picots longs, mi-longs et softs est très importante pour mieux choisir le matériel et pouvoir mieux s'adapter techniquement en fonction de la balle utilisée et du geste produit. Cette étude poussée est un véritable atout par rapport aux éléments donnés par les marques elles-mêmes, elle permettra d'avoir des éléments scientifiques, chiffrés et réels sans conséquences commerciales. »*

Il souligne également les difficultés soulevées par le choix du revêtement de la raquette pour des athlètes paralympiques, qui doivent adapter le matériel à leur handicap. Les objectifs généraux sont donc de caractériser scientifiquement les raquettes de tennis de table et d'évaluer et comprendre le rôle joué par chacun des paramètres (matériaux, géométries) sur le rebond de la balle. L'étude sera conduite expérimentalement et numériquement, dans des conditions similaires à celles rencontrées lors des compétitions, comme le critère de la balle par exemple. L'impact de ce travail sera une meilleure connaissance du matériel utilisé par l'équipe nationale et par ses adversaires, et espérons-le, une meilleure réussite aux JOP en 2024.

2. Raquette de tennis de table

Le tennis de table est un sport populaire joué dans le monde entier, qui a commencé par une volonté de développer une version indoor du tennis [4]. Il était pratiqué au départ comme un divertissement d'après-repas, par les classes supérieures en Angleterre, à la fin du XIXe siècle.

(a) **(b)**



FIGURE 0.3 – Raquettes de tennis de table **(a)** à sa création et **(b)** son évolution avec l'introduction d'une couche de mousse [Source : blog.tabletennis11.com].

À cette période, le tennis de table était joué avec des raquettes à manche long (environ 50 cm) recouvertes de papier parchemin (Figure 0.3a) et des balles en liège ou en caoutchouc. Sont venues ensuite des raquettes au manche plus court et à la plaque recouverte d'une couche de caoutchouc dur dans les années 1930. Avec le développement de la balle en celluloïd à partir des années 1920 [5], le jeu devient un véritable sport compétitif, promu par des entreprises de jeu. Le mot « ping-pong » était alors une marque déposée.

Aux championnats du monde à Bombay en 1952, l'équipe du Japon fait sensation et leur troisième joueur, Satoh, gagne le titre masculin. Les adversaires étaient complètement déstabilisés face à sa raquette recouverte d'une mousse d'un centimètre d'épaisseur, similaire à celle montrée sur la Figure 0.3b. De nouvelles raquettes gagnent le monde du tennis de table. Après une période de test pour créer les meilleures raquettes sans réelle contrainte, la fédération internationale limite finalement l'épaisseur des revêtements à 4 mm.

En 1988, le tennis de table entre aux Jeux Olympiques de Séoul. Aujourd'hui, il fait largement partie des 10 sports les plus pratiqués dans le monde, avec une grosse popularité dans les pays asiatiques. Tous ces développements ont posé les bases de l'équipement, des règles et du jeu du Tennis de Table que nous connaissons aujourd'hui. La raquette est un assemblage subtil d'une base en bois, recouverte d'un empilement de deux couches de polymères flexibles : une mousse et un élastomère dense texturé présentant des picots (Figure 0.4). Ces composants modifient fortement les caractéristiques du rebond de la balle, d'autant que la législation est assez souple sur les contraintes à respecter.



FIGURE 0.4 – Schéma des différentes couches constituant une raquette de tennis de table aujourd'hui [Source : cornilleau.com].

2.A. Palette en bois

La forme, la dimension et le poids de la raquette ne sont pas réglementés. Toutefois, la partie principale de la raquette, la palette, doit être plate et rigide, et être constituée d'au moins 85 % de bois naturel en termes d'épaisseur. La palette mesure généralement environ 17 cm de longueur et 15 cm de largeur, et est constituée d'un assemblage de plusieurs plis de bois (principalement 5 ou 7) comme illustré sur la Figure 0.5 [6]. La couche centrale est généralement la plus épaisse et la moins dure. Les couches adjacentes de part et d'autre ont des épaisseurs symétriques et des orientations de fibres alternées (souvent perpendiculaires). Il est courant de constater, sur les sites des fabricants de raquettes, que plus une palette possède de plis, plus elle est rapide, car elle est plus rigide. Toutefois, ce point reste peu étudié.

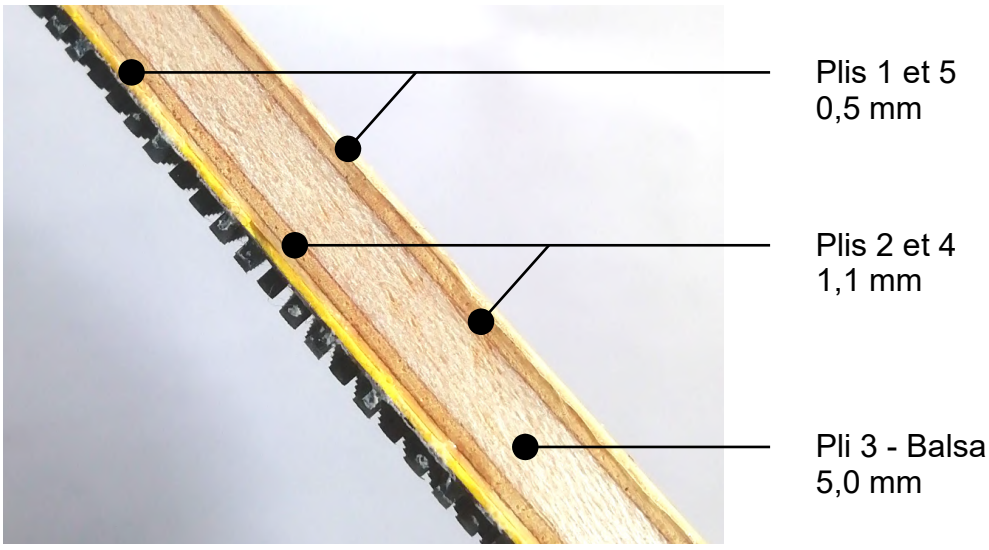

FIGURE 0.5 – Image de la section transverse figurant les différents plis de bois sur une palette de tennis de table (Tibhar, balsa allround 50, 5 plis) selon Ref. [6].

La législation stipule que les couches adhésives utilisées pour coller les plis entre eux peuvent être renforcées avec des fibres de carbone ou de verre, à condition de ne pas dépasser $7,5$ % de l'épaisseur et une limite maximale de $0,35$ mm. Ainsi, il est possible de trouver de fines lamelles de carbone introduites entre les couches de bois, ce qui augmente la rigidité de la raquette et réduit le temps de contact avec la balle. Cela a des effets bénéfiques sur la puissance de frappe, mais peut également diminuer le contrôle [7], sans pour autant que les explications physiques soient clairement établies. Des études, telles que celle de Tiefenbacher, ont conclu que plus la raquette est rigide (en utilisant l'exemple du marbre), plus la restitution normale est élevée [8]. Cependant, la raquette en carbone ne montre pas nécessairement plus de rapidité. En fait, c'est la raquette en bois Hinoki qui montre une restitution aussi élevée que celle du marbre, ce qui suggère qu'il pourrait y avoir un optimum à atteindre. D'autres études scientifiques ont montré que les vibrations de la raquette sont l'une des principales causes de pertes d'énergie et donc de vitesse de la balle [9].

Lionel Manin a également étudié les vibrations des raquettes, mais avec une approche différente, celle du son émis à l'impact. Le son provient directement des vibrations de la raquette [10], qui dépendent fortement de la composition des couches de bois. Des études ont montré qu'il existe une relation linéaire entre l'épaisseur des plis de bois et la fréquence du son émis [11]. De manière surprenante, le type de bois utilisé semble avoir peu d'impact sur les vibrations de la raquette [6] et, par conséquent, sur ses propriétés générales.

De même, le type de bois va affecter sa masse. Par exemple, le balsa est très léger et, par comparaison, le bois Hinoki du Japon est bien plus dense, mais il est néanmoins utilisé. Les raquettes légères sont très courantes dans la pratique handisport, pour les personnes jouant près de la table et devant réagir très vite. Si l'on raisonne en termes d'énergie, une raquette lourde a plus d'énergie cinétique à vitesse égale et peut donc renvoyer potentiellement plus de vitesse à la balle. C'est également le ressenti de nombreux athlètes et c'est ce que Tiefenbacher défend, en mettant en avant l'influence de la masse locale de la région d'impact de la raquette sur la restitution de vitesse [8]. Kojima montre que la masse ne change pas grand-chose dans la cinématique du bras et de la raquette, chez les joueurs de bon niveau [12].

En résumé, il existe peu d'études sur le bois utilisé pour les raquettes de tennis de table. Elles sont généralement fabriquées en fonction de l'expérience et les adjectifs utilisés pour les décrire (rapide, léger, dynamique, rigide, précis...) sont totalement subjectifs. La masse du bois semble avoir un léger impact sur la vitesse, mais le type de bois affecte surtout la façon dont le joueur s'adapte à la raquette et a un rôle limité sur la vitesse et l'effet qu'il est possible de donner à la balle. Il est également important de faire attention au ressenti des joueurs, car Lionel Manin a montré que le son produit lors de l'impact de la balle sur la raquette influence directement notre appréciation de celle-ci [11]. Dans ce contexte, nous allons maintenant nous intéresser aux revêtements, qui ont un impact significatif sur les effets de la balle.

2.B. Revêtements

Les surfaces en contact avec la balle doivent être recouvertes uniformément d'une seule pièce de caoutchouc, avec des picots tournés vers l'intérieur ou vers l'extérieur (Figure 0.6). Ces revêtements externes sont constitués de 10 à 30 picots par cm^2. L'une des faces est rouge et l'autre noire afin de permettre aux joueurs de facilement distinguer quel côté de la raquette est utilisé par l'adversaire lors d'un échange.

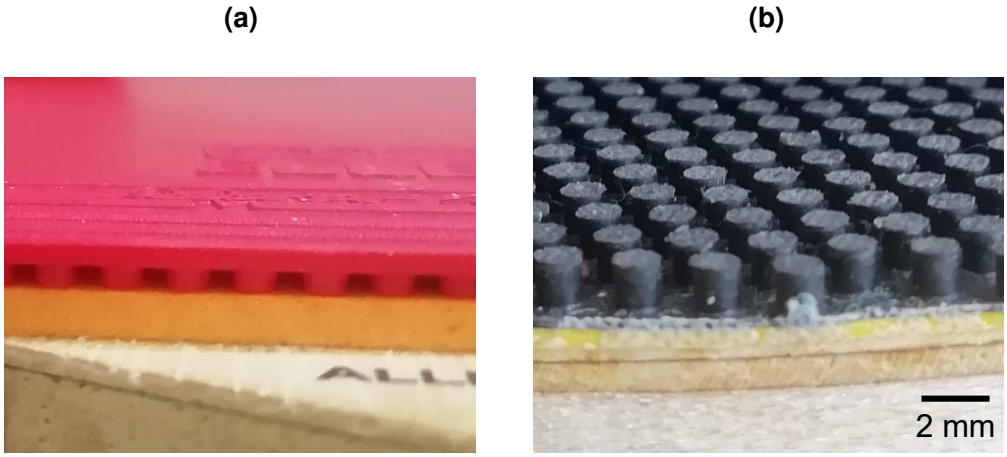

FIGURE 0.6 – Images de deux revêtements « sandwichs » : **(a)** surface lisse à picots tournés vers l'intérieur et **(b)** picots tournés vers l'extérieur.

Souvent, une couche de mousse solide est intercalée entre la structure en bois et le caoutchouc à picots, créant ainsi un revêtement « sandwich ». Les raquettes de tennis de table sont soumises à des normes strictes en termes d'épaisseur uniquement, afin de garantir un jeu équitable et compétitif. L'épaisseur totale de l'ensemble, mousse et caoutchouc, ne doit pas dépasser 4 mm (adhésif compris). Ces normes ont été instaurées après de nombreuses tentatives lors de l'introduction des mousses dans les années 1950 [4]. Plus récemment, la couche de picots seule a également été limitée à 2 mm. Il est important de noter que, si une face n'a pas de mousse, les picots doivent nécessairement être tournés vers l'extérieur.

En fonction du choix fait, la raquette sera mieux adaptée à un jeu offensif ou défensif, permettant ainsi un meilleur contrôle ou des effets plus prononcés sur la balle. Les joueurs handisport évoluant en fauteuil roulant, par exemple, ont tendance à utiliser des raquettes à picots externes pour mieux renvoyer la balle et contrer les effets qu'elle peut avoir. Leur mobilité étant limitée, ils ne sont pas en mesure de se déplacer rapidement pour se positionner au rebond ou s'éloigner facilement, ce qui peut les mettre en difficulté. Par conséquent, ils adoptent souvent un style de jeu plus défensif.

Il est légitime de se demander pourquoi les surfaces à picots produisent des effets réduits. Des données expérimentales confirment qu'en moyenne, les surfaces à picots externes rendent effectivement moins de rotation que des surfaces lisses [13]. Cependant, il n'y a pas d'explication claire de la raison de cette tendance. À première vue, on peut penser que la friction varie fortement entre ces deux surfaces.

Cela a d'ailleurs été vérifié par Varenberg *et al.*, qui ont proposé une méthode pour caractériser les frottements sur des surfaces à picots, et ont déterminé que les surfaces lisses ont une force de friction plus élevée [14]. Ils ont également mis en évidence que les picots longs vont initialement s'écraser avec la balle avant de regagner en élasticité et d'offrir finalement une force de friction plus élevée que les picots courts. Ils soulignent ainsi la capacité potentielle des picots longs à générer de la rotation à la balle. D'autres études émettent l'hypothèse que la friction de la surface est secondaire dans la mise en rotation de la balle, et qu'il faut plutôt s'intéresser à la restitution de sa vitesse tangentielle par la raquette [8, 15]. Ainsi, celle qui permet le plus grand déplacement tangentiel est celle qui donne le plus de rotation [15]. Il a été mesuré que l'épaisseur de la mousse favorise la restitution de la vitesse tangentielle [8, 16], mais peu de résultats concernent les picots. Rinaldi a comparé le comportement d'une surface de mousse seule avec une surface « sandwich » de mousse et de picots [17]. Il en ressort que le comportement de la balle sur un empilement montre plus de rotation et un angle de sortie plus faible. La question qui subsiste est de savoir comment la restitution tangentielle de la balle est affectée par les picots, en particulier les picots externes.

Un autre aspect recherché par les joueurs, notamment les joueurs offensifs, est la vitesse de la balle. Tous les sportifs interrogés sont unanimes sur le fait qu'une couche de mousse épaisse augmente la puissance de frappe et diminue le contrôle que l'on a sur la raquette. Cependant, très peu d'études ont confirmé ce point. Généralement, la vitesse de la balle est caractérisée par le coefficient de restitution, qui est le rapport de la vitesse linéaire après le rebond à la vitesse incidente. Ce coefficient diminue lorsqu'on ajoute une couche sur la raquette [8, 18]. Dans ce cas-ci, la friction joue un rôle important dans la perte d'énergie [18]. Il semble que le ressenti des athlètes envers les mousses épaisses ne soit pas associé à une vitesse effectivement plus élevée lors d'un impact normal. Peut-être est-ce différent lors de l'inclinaison de la raquette ? Dans ce cas, la rotation de la balle entre en jeu, et comme nous le savons, elle est étroitement liée à l'angle de rebond [17].

Les différentes couches d'un revêtement sont collées entre elles avec de la colle ou des feuilles adhésives. Depuis 2008, les adhésifs contenant des solvants toxiques ont été interdits, notamment les adhésifs qualifiés de « speed glue » [19]. Appliqués juste avant un match, ces adhésifs permettaient d'augmenter la vitesse et la rotation de la balle. Les raisons avancées sont, d'une part, que la colle s'infiltre dans les pores de la mousse et lui permet de s'étendre et, d'autre part, que le revêtement a plus de mobilité sur le bois [8, 20]. L'effet de cette colle peut potentiellement avoir un impact plus important que l'épaisseur de la mousse sur l'effet donné à la balle. Le contrôle de ce mouvement tangentiel de la raquette semble déterminant dans la pratique du tennis de table. La nature du matériau a un rôle certain sur ce paramètre et donc sur les propriétés du rebond, bien qu'il n'existe pas d'études à ce sujet.

Pour conclure, il existe très peu d'études sur les propriétés des revêtements de raquettes de tennis de table, qui restent un assemblage complexe de différentes couches. Les effets des nombreux paramètres sur la restitution en vitesse et en rotation des raquettes ne sont pas clairs. Il semble que deux paramètres se distinguent pour qualifier un revêtement : le comportement en vitesse est dicté par la restitution normale et la capacité à transmettre l'effet est donnée par la déformation tangentielle. Le rôle de la friction n'est pas très clair. Elle semble jouer un rôle plus important sur la vitesse que sur la rotation, contrairement à ce que l'on peut naturellement penser. En revanche, l'épaisseur des mousses affecte la rotation de la balle, mais il reste une question en suspens sur le comportement des picots dans la restitution tangentielle et sur le rôle de l'épaisseur de la mousse sur la vitesse de la balle. D'autres paramètres peuvent également entrer en compte, tels que les aptitudes des athlètes, qui peuvent parfois donner de fortes rotations à la balle avec des surfaces à picots externes [13], ou encore la localisation d'impact sur la raquette, qui peut modifier la vitesse de la balle [9, 21]. Cependant, ces questions ne seront pas étudiées, car elles sont moins pertinentes par rapport à la problématique de départ. Dans le paragraphe suivant, nous abordons un élément essentiel : la balle.

3. La balle

La balle de tennis de table est sphérique, avec un diamètre de 40 mm et une masse de $2,7$ g. Depuis les années 1950, les règles imposées par la Fédération Internationale de Tennis de Table (ITTF) ont été considérablement resserrées [19]. La balle doit respecter certaines contraintes en termes de sphéricité, de rigidité, de masse, de diamètre et de hauteur de rebond, qui sont soumises à un écart type spécifique pour chaque lot de balles. Il est important de noter que tous les sports qui utilisent des balles possèdent des caractéristiques qui les différencient des autres, même si on se rend compte que des tendances communes les relient tous et que les mêmes contraintes physiques ont façonné leur pratique [22]. Les propriétés de la balle affectent sa trajectoire dans un flux d'air, notamment grâce à l'effet Magnus lorsqu'elle tourne [23, 24]. Cependant, dans le contexte de cette thèse, nous nous intéressons plutôt au rebond de la balle.

Lors de son impact sur une surface, la balle se déforme (Figure 0.7). Elle ne rebondit ainsi pas à la même hauteur, car une partie de son énergie est perdue pendant l'impact, ce qui entraîne une perte de vitesse après le rebond [25]. Le coefficient de restitution linéaire exprime cette dissipation et a une valeur théorique de 1 pour un rebond parfaitement élastique. Généralement, les études pour mesurer ce coefficient sont réalisées en incidence normale. La balle de tennis de table a le plus grand coefficient de restitution parmi les balles couramment utilisées dans le sport, dépassant $0,8$ [26, 27]. Il est important de souligner que ce coefficient n'est pas constant et dépend de la vitesse d'impact. En effet, plus la balle va vite, plus elle s'écrase et plus elle perd d'énergie, ce qui se traduit par une baisse du coefficient de restitution [8, 18, 20, 25, 28].

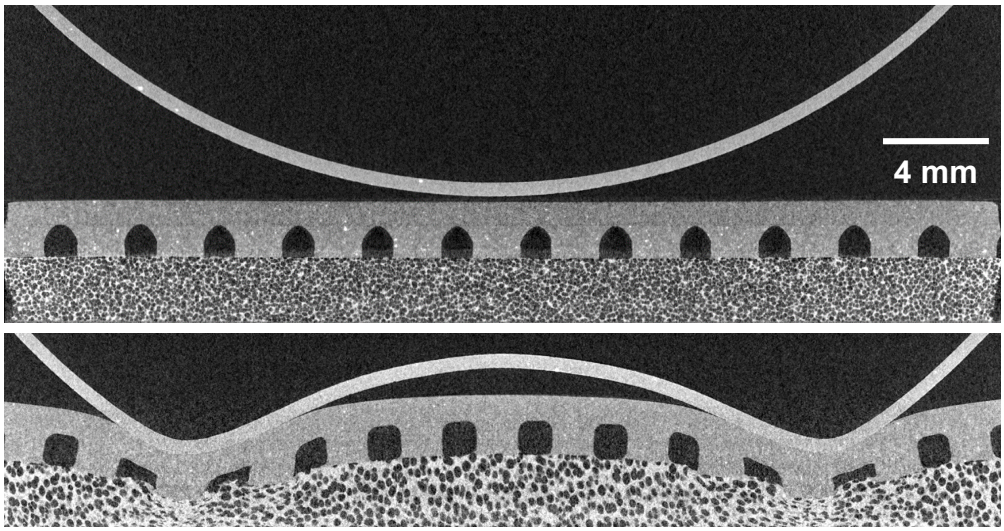

FIGURE 0.7 – Images de la balle de tennis de table subissant un flambage lors d'une compression quasistatique dans un tomographe, tirées de Ref. [17]. Sur l'image supérieure, la coque sphérique de la balle ne touche pas encore la surface de la raquette ($F = 0$ N). Ensuite, elle s'enfonce progressivement dans le revêtement, qui est composé d'une couche de caoutchouc dotée de picots orientés vers le bas (intérieur) et collés sur une mousse solide ($F = 140$ N sur l'image du bas).

La théorie classique du contact entre des corps solides de forme sphérique a été développée par Hertz en 1882, laquelle peut être étendue au contact entre une sphère solide et un plan [29]. Cette théorie relie la force de contact à la déformation élastique des corps, pour le contact quasistatique. Elle peut être utilisée avec une bonne approximation pour les impacts dynamiques en supposant que la dimension de la région de contact est petite par rapport à la taille des corps. Toutefois, le contact de Hertz n'est pas valide lorsque l'un des corps subit de grandes déformations.

La balle de tennis de table est une coque rigide creuse. En jeu, elle peut atteindre une vitesse d'environ 100 km.h^{-1} et tourner sur elle-même à des vitesses angulaires d'environ 100 tr.s^{-1} [22]. On imagine qu'à de telles vitesses, les forces exercées lors de l'impact sont importantes et provoquent une déformation notable de la balle. Il est bien connu que la coque devient instable et flambe au-delà d'un certain seuil [30–33], comme on peut le voir sur les images de tomographie de la Figure 0.7 [17]. Ce phénomène a été observé à de nombreuses reprises lors d'expériences en quasistatique [34–37] et lors de simulations [34, 38–41]. En particulier, il a été montré que ce phénomène apparaît lorsque la coque est « déformée » d'environ deux fois son épaisseur [31, 35]. Cependant, son observation dans un régime dynamique reste peu étudiée. Les images s'intéressent simplement à la surface de contact [31, 34, 37] et sont souvent obtenues à des vitesses limitées. La question du seuil de flambement dynamique de la balle se pose donc. Nous savons que dans ce régime, la balle se comporte différemment, avec des forces plus élevées en jeu et des vibrations de la coque [32, 37, 42]. Des études indirectes montrent que le flambage apparaît à des vitesses d'environ 5 m.s^{-1} pour des rebonds sur une surface rigide [30, 31, 42].

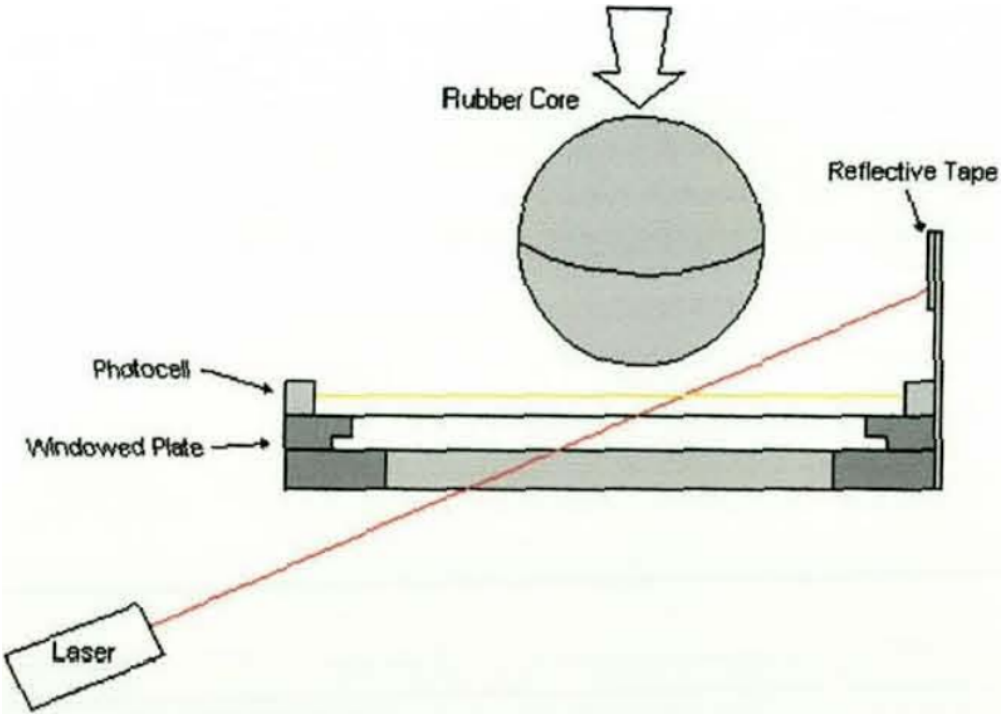

FIGURE 0.8 – Expérience de Cordingley vue dans Ref. [27] pour caractériser la profondeur de la cloque.

Dans sa thèse, Cordingley a mesuré le déplacement de la coque vers l'intérieur, de manière non invasive, en utilisant un vibromètre laser par le dessous à travers une surface transparente (Figure 0.8). Cette technique fonctionne en mesurant les variations de la fréquence de la lumière réfléchie par la surface en mouvement (effet Doppler). Il a utilisé des membranes en caoutchouc que l'on trouve à l'intérieur des balles de tennis et a mesuré un déplacement interne de quelques millimètres. Cependant, il s'est montré réservé quant à ses conclusions, car la mesure est bruitée, mais son principe est original.

Le flambage s'accompagne d'une baisse d'énergie élastique stockée dans la balle, ainsi que d'une force de contact qui oscille grandement, ce qui augmente le temps de contact entre la balle et la surface [31, 42]. Ce comportement diffère de celui des sphères solides, puisque la théorie de Hertz nous indique que la balle devient plus rigide avec son enfoncement, donc le temps de contact diminue avec la vitesse incidente. Il semble donc que pour une balle de tennis de table, ce temps est peu sensible à sa vitesse en raison du flambement [34], ce qui sera étudié dans cette thèse.

D'autres propriétés de la balle peuvent affecter son rebond. Au fil de l'évolution de la balle de tennis de table, il y a eu des changements qui ont grandement impacté la façon de jouer. En 2000, le diamètre est passé de 38 mm à 40 mm, dans le but de réduire la vitesse de jeu, de permettre des échanges plus longs et ainsi d'offrir un intérêt plus grand pour les spectateurs [4]. Les joueurs ont dû s'adapter et changer leur façon d'attaquer la balle pour compenser la baisse de vitesse et de rotation [43]. Il a été démontré que les balles de plus grande taille diminuent leur vitesse de rotation après la frappe, cependant, les différences observées à la sortie de la raquette sont généralement peu significatives par rapport aux pertes de vitesse avant que la balle n'atteigne l'adversaire, en raison de la traînée dans l'air [44]. La taille a encore légèrement augmenté, plus récemment en 2014, pour passer à un diamètre dit « 40+ », causé par le changement de matériau des balles. Pendant de nombreuses années, le celluloïd était le matériau dominant pour la fabrication des balles de tennis de table. Cependant, en raison de sa nature inflammable, il est devenu de plus en plus controversé pour des raisons de sécurité et de fabrication, et a été interdit pour les compétitions internationales. Aujourd'hui, les matériaux courants sont des polymères tels que l'ABS, plus sûrs et plus durables à produire, et sont de couleur blanche ou orange mate. Ces nouvelles balles sont susceptibles de rebondir plus haut, notamment à forte vitesse incidente. Elles montrent également plus de friction avec la table, bien que ce résultat doive être considéré avec prudence, puisqu'il a été mesuré sur peu de conditions incidentes [45]. Chaque marque a également ses propres balles dont les propriétés peuvent différer. Enfin, il convient de faire attention au joint de la balle, la partie plus épaisse liant les deux hémisphères. La marque laissée sur la coque lors d'une forte pression a été observée différente que l'on se place près ou loin du joint [8].

Ainsi, pour résumer toutes ces données, la balle joue un rôle clé dans le rebond sur la raquette, et il ne faut pas la négliger dans l'étude. Différentes balles ne rebondissent pas de la même manière, que ce soit sur la raquette ou sur la table, et peuvent donc changer l'appréciation que l'on a du matériel. Bien qu'elle ait de bonnes propriétés mécaniques dans l'ensemble, il est important de noter que la balle a changé en taille et en matériaux au fil du temps. Dans le contexte de notre projet, nous allons étudier des balles standards actuelles, utilisées en compétition. Néanmoins, il sera important de caractériser précisément la balle utilisée, car les propriétés peuvent varier d'un fabricant à l'autre, et ces différences peuvent altérer le rebond. Par exemple, étant donné que la balle est une coque rigide creuse, elle est susceptible de flamber à partir d'un certain seuil déterminé par l'épaisseur de la coque. Bien que ce phénomène ne soit pas encore bien étudié dans un régime dynamique, il est certain qu'il jouera un rôle dans les propriétés de rebond de la balle. Plusieurs questions restent en suspens, comme la valeur du seuil de flambement, similaire ou non à celui déterminé en quasistatique, ou encore l'impact sur une surface molle comme la raquette. Enfin, il conviendra de porter une attention particulière au joint de la balle, qui peut altérer les mesures.

4. Structure de l'étude

Cette thèse vise à améliorer la compréhension de la physique qui régit le rebond de la balle de tennis de table en utilisant une approche expérimentale et numérique. Comme nous l'avons souligné, la raquette est constituée d'un assemblage subtil de plusieurs couches ayant des propriétés variées qui influencent le comportement de la balle, mais qui ne sont pas entièrement comprises à ce jour. Les choix des joueurs sont donc souvent empiriques. L'objectif de ce travail est d'identifier les paramètres pertinents du problème, de caractériser et de comprendre le rôle de chacun d'eux dans les deux propriétés principales de la raquette, à savoir sa capacité à renvoyer la vitesse et à produire des effets de rotation sur la balle.

Le chapitre I. du manuscrit sera consacré à la présentation du dispositif expérimental ayant permis d'effectuer les caractérisations de la balle dans un régime dynamique, ainsi qu'à la présentation de la modélisation numérique du rebond de la balle.

Dans le chapitre II., nous aborderons les caractérisations préliminaires effectuées, afin de fixer le cadre de l'étude du rebond de la balle. Cela comprendra les caractérisations de la géométrie et des propriétés mécaniques de la balle et des substrats déformables utilisés dans l'étude, ainsi que les premières mesures sur les raquettes fournies par la FFH. L'objectif de ces mesures est de fournir une caractérisation rapide et concrète du matériel utilisé par les sportifs ainsi que du matériel de leurs adversaires.

Le chapitre III. expose les résultats des études menées sur diverses configurations du rebond de la balle sur une surface rigide. Nous présentons tout d'abord les résultats des impacts normaux, sur lesquels nous avons observé l'instabilité de flambage de la coque et déterminé son seuil d'apparition. Nous avons pu établir une corrélation entre ce phénomène, les pertes de vitesse de la balle et les énergies dissipées, grâce à l'appui de la simulation numérique. Ensuite, nous présentons les résultats des impacts en incidence oblique, qui ont pour objectif final de développer une loi de rebond générale de la balle sur une surface rigide, permettant de prédire la vitesse et la rotation de la balle en sortie de rebond, en connaissant les paramètres d'entrée.

Le chapitre IV. présente les résultats des mêmes mesures réalisées sur deux surfaces molles distinctes : des couches de mousse de raquette et des couches de silicone de différentes épaisseurs. Nous avons ainsi pu caractériser la vitesse de rotation supplémentaire offerte par ces substrats, qui s'explique par un mouvement tangentiel à la surface, en particulier dans le cas du silicone qui est plus élastique. Les mesures préliminaires réalisées sur des surfaces présentant des picots en caoutchouc orientés vers l'extérieur seront abordées à la fin du chapitre.

Enfin, la conclusion générale, suivie des possibilités d'ouverture pour ce travail, sera présentée dans une dernière partie.

CHAPITRE I.

Protocole expérimental et Modélisation numérique

Sommaire

1. Dispositif de caractérisation du rebond de la balle **16**
   - 1.A. Matériel utilisé 16
     - 1.A.1. Percuteur de balle 16
     - 1.A.2. Caméra rapide 17
     - 1.A.3. Substrat rigide 20
     - 1.A.4. Substrats déformables 20
   - 1.B. Campagnes de mesures 21
     - 1.B.1. Observation de la trajectoire de la balle 22
     - 1.B.2. Observation du contact entre la balle et le substrat 27
2. Modélisation numérique **34**
   - 2.A. Modèle éléments finis 34
     - 2.A.1. La balle 35
     - 2.A.2. Le substrat 36
     - 2.A.3. Interaction – contact 36
   - 2.B. Profils d'énergie simulés 37
3. Conclusion **38**

Ce chapitre a pour but de fournir les informations nécessaires à toute personne voulant reproduire les mesures réalisées lors de cette thèse. Le principal dispositif expérimental qui a permis l'étude du rebond de la balle de tennis de table, dans un régime dynamique, est présenté dans la première partie. La méthodologie, l'acquisition des mesures, le traitement d'images ainsi que le traitement des données pour en arriver aux mesures finales sont clairement détaillés. Dans la seconde partie, la modélisation mise en place pour simuler numériquement le rebond de la balle de tennis de table sera expliquée.

1. Dispositif de caractérisation du rebond de la balle

Nous avons conçu un dispositif expérimental, au sein du laboratoire, ayant pour objectif d'étudier l'interaction de la balle de tennis de table avec une surface, dans un régime dynamique qui se rapproche des conditions de jeu. Ce montage permet de réaliser plusieurs mesures, selon ce que l'on souhaite étudier. En particulier, on s'est concentré sur deux configurations distinctes : l'observation précise de la région de contact de la balle avec un substrat transparent et l'observation plus éloignée de sa trajectoire. Nous allons d'abord donner des informations complètes sur chaque élément constituant le dispositif expérimental, pour ensuite présenter les deux différents systèmes dans leur ensemble, avec le protocole à suivre pour réaliser les mesures.

1.A. Matériel utilisé

Le dispositif présenté ici a été développé avec l'aide de Franck Vittoz, du pôle d'ingénierie mécanique du laboratoire. La balle est mise en mouvement au moyen d'un percuteur mécanique. Elle est lancée à la verticale sur le substrat d'étude placé en dessous et le rebond est filmé avec une caméra rapide. L'ensemble de la configuration est illustré sur la Figure I.1. L'impact se fait dans une boîte fermée afin d'assurer la sécurité du manipulateur, laissant une face transparente en plexiglas pour filmer le rebond. Des barres de LEDs puissantes (64 LEDs au total) sont placées face au rebond afin d'obtenir un bon contraste sur l'image de la balle (blanche) sur le fond noir de la boîte.

Ce montage expérimental peut être séparé en trois sous-systèmes, le percuteur de balle, la caméra et le substrat d'étude (du verre rigide, une mousse polymère déformable ou un élastomère de silicone translucide).

1.A.1. Percuteur de balle

La balle est lancée vers le bas à l'aide d'un percuteur, constitué d'une tige métallique entraînée par un ressort. Le système est d'abord armé en comprimant le ressort. La balle est ensuite placée dans un support situé en dessous et le percuteur est libéré. Afin d'être dans les mêmes conditions pour chaque lancer, le percuteur est actionné au moyen d'un vérin pneumatique (Figure I.2a). La balle atteint le substrat d'étude avec une vitesse verticale incidente, $v_{z,i}$, qui varie dans notre cas de 2 à 13 $m.s^{-1}$ en fonction de la compression initiale du ressort. Le vérin étant à une hauteur fixée, un réglage sur la tige métallique (anneau de guidage, Figure I.2b) permet de varier la hauteur de blocage du percuteur et de modifier ainsi la vitesse donnée à la balle.

Un moteur entrainant le support de la balle permet de lui imposer une vitesse de rotation autour de l'axe vertical, jusque 3 000 $rot.min^{-1}$ (XD-3420, moteur réversible, 12 V). Ce moteur a été choisi, car son axe est un tube creux qui permet le passage de la tige métallique percutant la balle. Le support de la balle est couvert d'un textile en son intérieur, ce qui permet de la maintenir en place, sans retenir son départ (Figure I.2c).

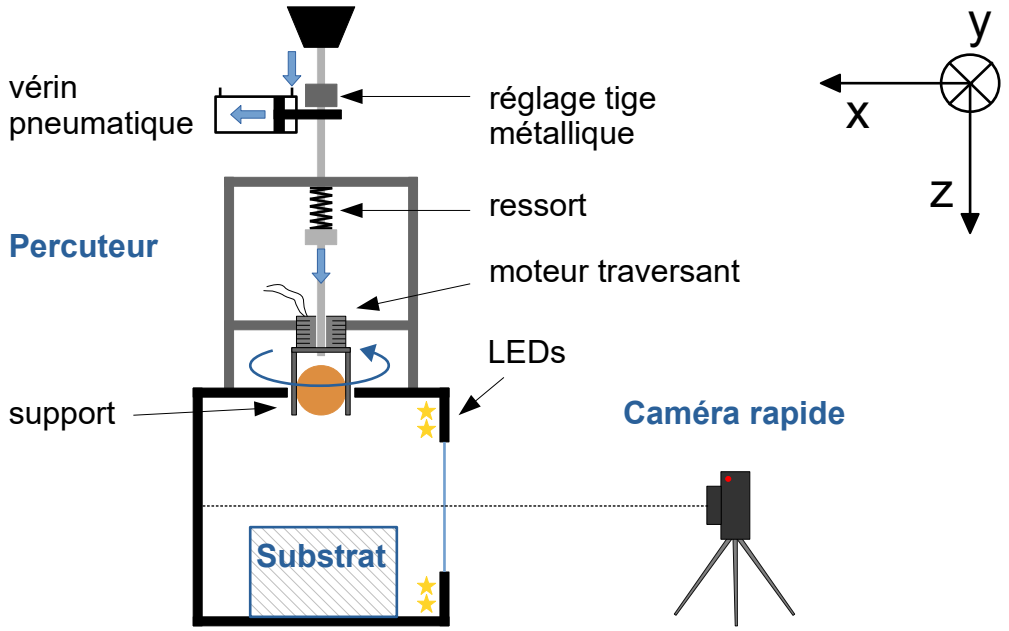

FIGURE I.1 – Schéma du dispositif de mesure du rebond de la balle. Un percuteur mécanique à ressort envoie la balle à la verticale sur un substrat d'étude, et le rebond est filmé avec une caméra rapide.

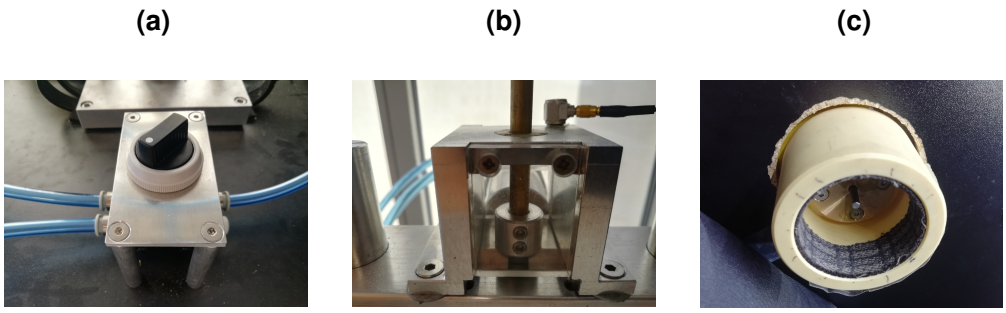

FIGURE I.2 – Différentes images du percuteur de balle. En **(a)** le bouton d'activation du vérin pneumatique, qui bloque la tige métallique en **(b)**. Un ressort lance la tige qui vient percuter la balle dans un support en **(c)**.

La balle ne part pas forcément droit, un écart pouvant varier de $\pm 2^\circ$ par rapport à la verticale est observé. Cela peut être dû à la tige qui ne percute pas la balle parfaitement en son sommet, ou bien au textile pouvant présenter quelques irrégularités. Ce textile exerce d'ailleurs une friction importante sur la balle, pouvant freiner son départ. Selon l'enfoncement de la balle dans son support, nous pouvons avoir des variations de $\pm 1,0$ m.s^{-1} sur la vitesse incidente de la balle. La petite erreur sur l'angle d'incidence est prise en compte dans les calculs des vitesses. Aussi, la tige étant plus fine en son extrémité (3 mm de diamètre afin de pouvoir passer dans l'ouverture du moteur), la contrainte locale sur la balle est très importante. Il est arrivé qu'elle perce la balle après des essais répétés. Pour faire face à cette usure rapide de la balle, nous collons une pastille adhésive à l'endroit de l'impact, sur la coque, qui se détache lors du choc avec la tige. La balle part donc sans la pastille.

1.A.2. Caméra rapide

Le rebond de la balle est filmé avec une caméra rapide (Kron Technologies, Chronos 2.1-HD, capteur d'image monochrome). Cette caméra peut acquérir jusqu'à 20 000 images par secondes (fps).

Un objectif de distance focale de 50 mm est utilisé (Olympus, OM-System Zuiko Auto-Macro, ouverture f/2). L'ensemble est placé sur un trépied indépendant du reste du dispositif, afin d'éviter les vibrations qui perturbent la capture d'image. Il s'agit d'un trépied choisi bien stable, permettant un réglage précis de la caméra dans toutes les directions au moyen d'une rotule de fixation (Manfrotto, 290 Xtra, aluminium).

a. Mise en place

La calibration de la caméra est une étape très importante, puisque toutes les mesures sont faites à partir de l'image vidéo. Il y a 6 degrés de liberté de la caméra à ajuster (des rotations et des translations dans les 3 directions de l'espace). La distance entre la caméra (trépied) et la balle est limitée par l'espace disponible dans la salle. Nous souhaitons placer la caméra le plus loin possible de la balle pour que les rayons lumineux émanant de celle-ci arrivent de manière presque parallèles sur la lentille de la caméra, ce qui réduit les distorsions géométriques dans l'image finale. Dans notre cas, cette distance est de 1 m. Il reste donc 5 autres paramètres que l'on propose de calibrer comme suit.

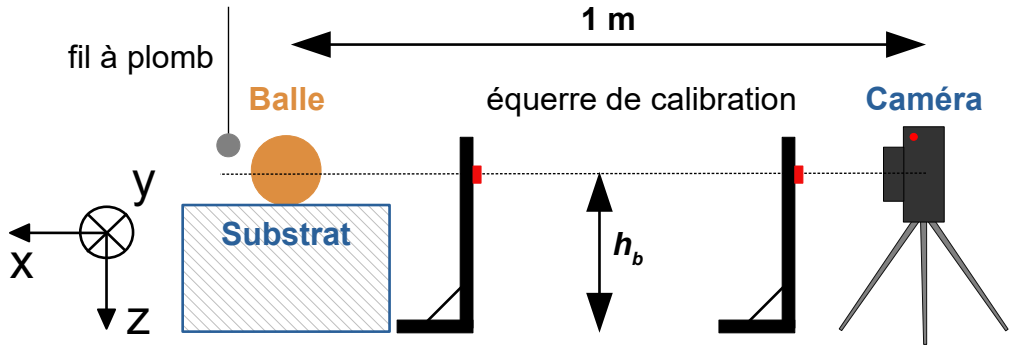

FIGURE I.3 – Schéma de la méthode de mise en place de la caméra. L'axe optique en pointillés est dirigé sur le centre de la balle, et on s'assure qu'il est bien aligné selon $\vec{x}$ au moyen d'une équerre à une hauteur de balle donnée h_b. Un fil à plomb permet de régler la rotation de la caméra autour de $\vec{x}$, selon la verticale.

Nous allons raisonner avec la notion d'axe optique, c'est-à-dire l'axe qui passe par le centre des lentilles et de l'objectif de la caméra (ligne pointillée de la Figure I.3).

— La rotation autour de l'axe optique est réglée en s'assurant qu'un fil à plomb, soumis seulement à son poids et donc parfaitement vertical, soit également vertical sur l'image enregistrée.

— Pour fixer les autres positions, il suffit d'avoir un axe optique parfaitement horizontal, pointant sur le centre de la balle et perpendiculaire à celle-ci. Autrement dit, l'axe optique doit correspondre à l'unique droite selon $\vec{x}$ qui passe par le centre de la sphère. Pour cela, on considère la position de la balle au contact du substrat, et un point placé à la hauteur h_b (sur une équerre) doit être situé au centre de l'image de la caméra, pour au moins deux différents plans verticaux, comme illustrés sur la Figure I.3. On note que la caméra doit donc être à cette même hauteur h_b.

Finalement, pour s'assurer de la bonne calibration du montage, une grille aux caractéristiques géométriques connues est positionnée dans le plan focal, et ses dimensions sont vérifiées.

b. Échelles de distance et de temps

En raison de la vitesse du capteur d'image limitée à $2,1$ Gpx.s^{-1}, le nombre de captures que l'on peut enregistrer avec la caméra, en un temps donné, est inversement proportionnelle à la taille de l'image. La correspondance est donnée dans le Tableau I.1.

Fréquence d'acquisition (fps)	2 142	2 531	2 997	19 784
Résolution (px^2)	1280×720	1024×768	1280×512	640×120
Exposition (%)	30	30	30	100

TABLEAU I.1 – Différentes fréquences d'acquisition de la caméra utilisées dans les études, et la résolution correspondante.

Il convient de souligner que la caméra est disposée de manière verticale pour que la direction incidente de la balle (selon $\vec{z}$) soit alignée avec la longueur de l'image, ce qui permet de maximiser la capture de la trajectoire. L'échelle de conversion entre les pixels de la caméra et la distance parcourue réellement par la balle (en mètres), est calculée après chaque changement du plan focal de la caméra, en fonction de ce que l'on souhaite regarder. Pour cela, une grille de dimensions connues est placée dans le plan focal et une moyenne de la distance en pixels sur les deux directions de l'image est prise. Typiquement, cette échelle correspond à environ 5 450 px.m^{-1}.

c. Déclenchement et interruption de l'enregistrement

Un accéléromètre, relié à la caméra, est collé à proximité du vérin pneumatique (nous pouvons l'apercevoir sur l'image I.2b). Il permet ainsi de détecter la secousse liée au déclenchement du vérin (le départ de la tige). L'enregistrement de la caméra est lancé manuellement et s'arrête 1 000 images après la détection du signal renvoyé par l'accéléromètre (pulse en tension supérieur à $0,5$ V). Les 1 000 images qui suivent laissent le temps à la balle d'atteindre la zone d'enregistrement de la caméra, et il est plus facile de sélectionner les images voulues, après la captation.

d. Acquisition des données

La caméra est connectée au réseau Ethernet local d'un ordinateur fixe, au moyen d'un câble Ethernet. Ainsi, il est possible d'accéder à l'interface de la caméra et de la contrôler depuis un navigateur web, directement sur l'ordinateur. Les images dans lesquelles la balle est visible sont sélectionnées (une centaine d'images environ) puis enregistrées au format brut « .tiff », pour ne perdre aucune information. Les données vidéos transitent par le réseau Ethernet et sont sauvegardées sur le disque dur de l'ordinateur via le protocole de partage de fichiers SMB (Server Message Block).

Un dernier point à vérifier avant de traiter les données, est la valeur de la constante de gravité g sur les images enregistrées. Pour mesurer sa valeur, nous enregistrons plusieurs rebonds verticaux de la balle lâchée à la main sans vitesse initiale, et nous interpolons sa trajectoire dans le temps par un polynôme d'ordre 2. La balle étant soumise seulement à son propre poids, le premier terme du polynôme nous donne directement $g/2$. Nous trouvons, pour notre montage, une valeur $g \approx (9,6 \pm 0,1)$ m.s^{-2} que nous utiliserons dans les mesures de vitesse de la balle. Il faut noter que cela permet aussi de vérifier la calibration.

1.A.3. Substrat rigide

Dans le cas de l'étude du rebond sur une surface solide, la balle atteint une plaque de verre transparent de 2 mm d'épaisseur, à travers laquelle nous pouvons observer la région de contact avec la balle, par-dessous. La structure qui maintient la surface en verre est reliée à une liaison pivot fixée, permettant d'imposer un angle d'incidence α (Thorlabs, poteau optique TR75/M et réceptacle PH75/M). Des images de l'ensemble selon deux angles de vue sont présentées ci-après sur la Figure I.4. Il faut noter que pour la visibilité de la structure sur ces images, nous avons enlevé les draps noir mat qui uniformisent le fond de l'image de la mesure.

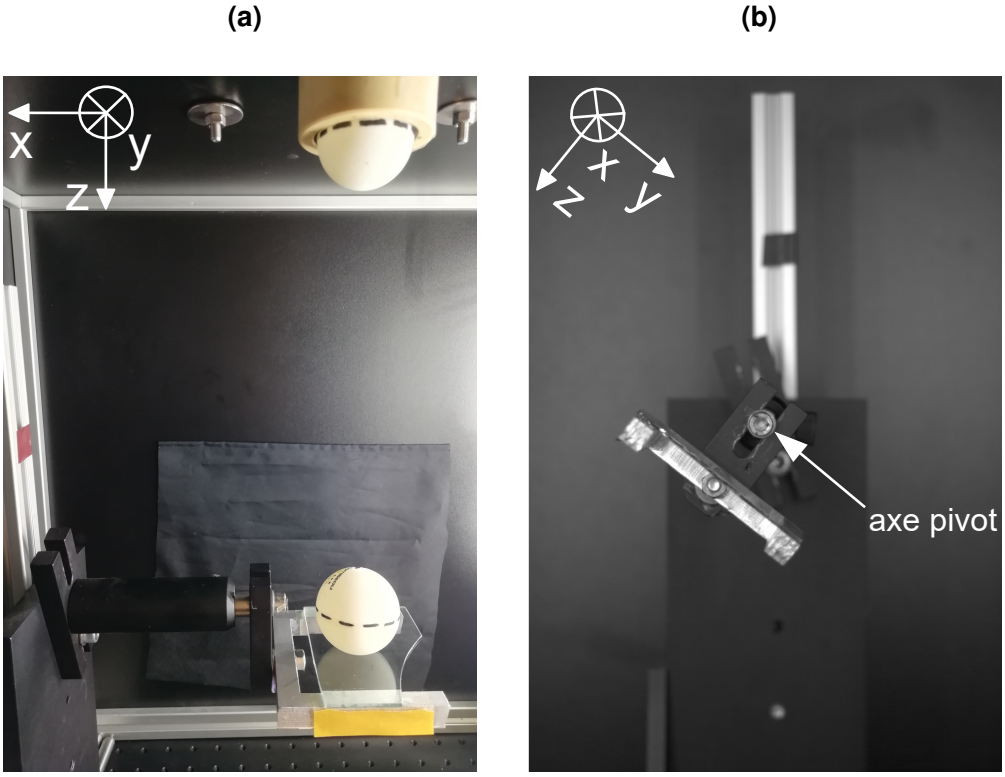

FIGURE I.4 – Images de la structure sur laquelle nous fixons les surfaces d'étude. **(a)** Photo prise latéralement où l'on voit bien la liaison pivot à laquelle est reliée la structure en aluminium, qui permet d'observer la surface par-dessous. **(b)** Image capturée depuis la caméra, de face. L'axe de la liaison est situé en plein centre de l'image.

Du ruban adhésif double-face maintient solidement les bords de la plaque de verre à la structure en aluminium, créant une ouverture centrale de 6×6 cm^2. Cette ouverture permet d'observer le contact de la balle par le dessous, comme le montre la Figure I.4a. La surface en verre est légèrement abaissée par rapport à l'axe du pivot, d'une distance de $R = 0,02$ m (rayon d'une balle de tennis de table). Cela permet de garder l'axe optique de la caméra calé sur l'axe du pivot et sur le centre de la balle, quel que soit l'angle d'inclinaison de la surface. On remarque bien sur la Figure I.4b que le centre de l'image correspond à l'axe de rotation de la structure. La liaison pivot se bloque au moyen d'une vis de serrage à ressort pour immobiliser et rigidifier le substrat.

1.A.4. Substrats déformables

Nous avons également étudié des substrats mous, des couches en silicone, des couches de mousse, ainsi que quelques surfaces à picots. Il faut différencier les surfaces que nous avons caractérisées (disponibles à la vente sur le marché) des surfaces que nous avons élaborées pour mieux contrôler les systèmes étudiés.

a. Picots et mousses

La Fédération Française Handisport (FFH) nous a fourni plusieurs substrats de mousse et d'élastomères à géométrie de picots, disjoints, venant du marché chinois. Il faut savoir que sur les revêtements courants que l'on trouve en Europe, la couche de mousse est vendue collée avec la couche de picots. Il est possible de choisir l'épaisseur de la mousse, tout en restant dans un maximum imposé de 4 mm, mais le choix du matériau est limité et dépend du fabricant. Cette limitation est peu pratique si nous souhaitons étudier l'effet de la mousse seule sur le rebond. Nous avons donc obtenu plusieurs revêtements individuels de mousse, et d'autres seulement de picots externes. Nous prélevons des échantillons de 4 cm $\times$ 4 cm. Ils sont ensuite collés au scotch double-face sur la plaque de verre. Cette surface est suffisante pour couvrir la zone d'impact de la balle, en prenant en compte les variations de trajectoire incidente possibles du lanceur ($\pm 2°$). Toutes les caractéristiques géométriques des substrats de raquettes étudiés sont présentées dans la partie II.2.

b. Silicone transparent

Nous avons élaboré des substrats en élastomères pour comprendre le rôle du revêtement extérieur d'une raquette de tennis de table. Du silicone transparent servant à faire des joints de salle de bain est utilisé (Loctite, SI 595, silicone RTV), pour observer par en dessous le contact de la balle avec la surface. Ce choix d'élastomère a été fait par sa disponibilité et sa facilité d'utilisation. Les couches sont réalisées au moyen d'une lame bien droite (lame de cutter), venant étaler le silicone visqueux de manière uniforme, directement sur la plaque de verre, sur laquelle le polymère adhère bien (Figure I.5a). La lame racle donc tout excès de matière appliqué au départ. L'espacement entre la lame et le verre (et donc l'épaisseur du substrat déformable) est contrôlé par deux cales horizontales, plus ou moins hautes, pour obtenir des couches de silicone plus ou moins épaisses. Les échantillons sont ensuite séchés à l'air durant 24 heures.

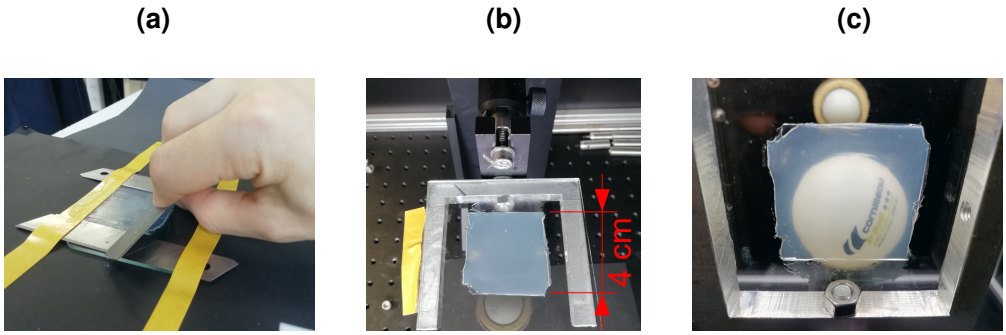

FIGURE I.5 – Images du substrat de silicone transparent. **(a)** Ils sont élaborés en raclant la matière sur du verre, entre deux cales d'épaisseur contrôlée. L'apparence finale de la couche de 1 mm est montrée en **(b)** vue de dessus et **(c)** vue de dessous. Malgré l'opacité partielle du silicone, la balle est visible par transparence.

L'épaisseur finale des substrats de silicone réalisés est reportée dans le Tableau II.7, du chapitre de caractérisation des matériaux. Nous montrons l'apparence de la couche d'épaisseur 1 mm sur la Figure I.5 où le logo de la balle est clairement visible à travers.

1.B. Campagnes de mesures

Le matériel présenté ci-dessus nous a permis de réaliser 2 différents types de mesures dont les protocoles suivis sont détaillés ici. Cela permet donc de comprendre comment les données ont été acquises et comment les résultats ont été obtenus. Nous discuterons également les avantages et les limites de chaque méthode, ce qui peut aider à interpréter les résultats.

1.B.1. Observation de la trajectoire de la balle

Le principe de l'expérience est de filmer la trajectoire de la balle, avant et après son rebond, lorsqu'elle n'a aucune vitesse de rotation la faisant dévier de son plan d'incidence (toute la trajectoire de la balle reste dans le plan focal de la caméra). Cela correspond à deux situations illustrées sur la Figure I.6.

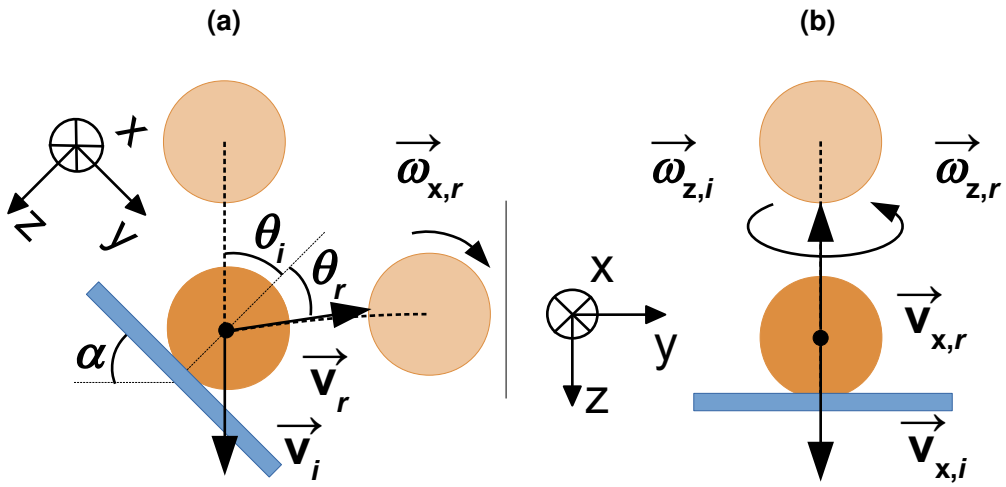

FIGURE I.6 – Schémas des configurations de l'impact d'une balle étudiées. **(a)** La balle arrive à la vitesse $\vec{v}_i$ sans rotation initiale, sur une surface inclinée de l'angle α par rapport à l'horizontale. Après le rebond, la balle est mise en rotation à la vitesse angulaire $\vec{\omega}_{x,r}$ et la vitesse réfléchie de la balle $\vec{v}_r$ forme un angle θ_r avec la normale à la surface. **(b)** La balle arrive verticalement sur une surface horizontale, avec ou sans vitesse de rotation $\vec{\omega}_{z,i}$. Elle rebondit avec des vitesses réfléchies $\vec{\omega}_{z,r}$ et $\vec{v}_{z,r}$ plus faibles.

Pour des raisons pratiques, la balle se déplace vers le bas le long de la verticale et impacte une surface pouvant être inclinée d'un angle α. La balle a initialement une vitesse linéaire $\vec{v}_i$ et quitte la surface avec une vitesse réfléchie $\vec{v}_r$ formant un angle θ_r avec la normale à la surface. Selon la configuration, elle peut avoir une vitesse de rotation $\vec{\omega}_r$. Le dispositif expérimental est conçu pour mesurer $\vec{v}_r$, θ_r et $\vec{\omega}_r$ en fonction de l'angle d'incidence θ_i, de la vitesse d'impact $\vec{v}_i$ et dans certains cas de la vitesse angulaire incidente $\vec{\omega}_i$.

a. Acquisition des données

Dans cette configuration, pour obtenir une fenêtre spatiale suffisamment large permettant de filmer une trajectoire raisonnable autour de l'impact afin d'estimer la vitesse, nous avons choisi de réduire la fréquence d'acquisition entre $2,000$ et $3,000$ fps, selon le Tableau I.1. Une calibration de l'image du noir (à soustraire à l'image totale) est réalisée. L'acquisition des données est ensuite lancée. Nous vérifions que la balle ne rebondit pas sur le joint (équateur tracé en pointillés), afin d'assurer les mêmes conditions de rebond, d'un essai à l'autre. Nous sélectionnons ensuite manuellement les images à enregistrer.

b. Traitement d'images

La position précise de la balle, ainsi que son orientation angulaire (obtenue à partir de l'orientation de la droite que forment les marqueurs de l'équateur) sont déterminées sur les images enregistrées, à l'aide du logiciel IMAGEJ [46]. Elles sont enregistrées au format « .tiff » pour ne perdre aucune information. On manipule ainsi des « piles » d'images en nuances de gris entre 0 et 255.

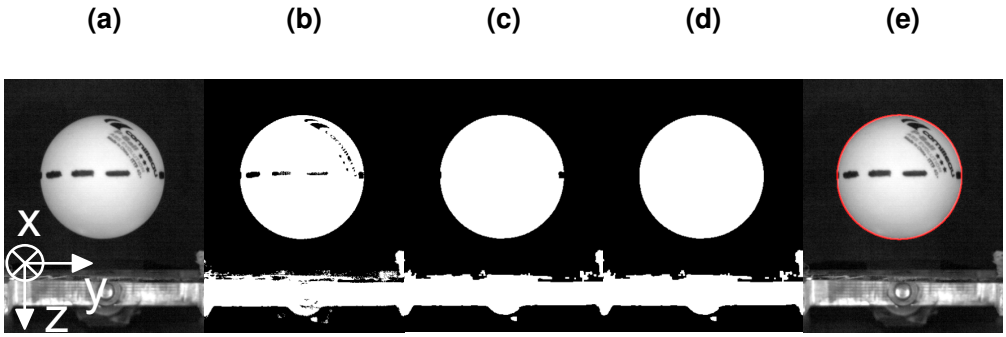

FIGURE I.7 – Processus de détection de **(a)** la balle lors d'un rebond filmé à 2 142 fps. L'objectif est de déterminer sa trajectoire et donc l'évolution temporelle de la position de son centre de masse. **(b)** On binarise l'image puis **(c)** les trous de pixels sont remplis. On cherche une première fois le groupe de pixels à forme d'ellipse correspondant à la balle pour **(d)** combler les manques autour du périmètre, puis on répète l'opération pour **(e)** ajuster la meilleure ellipse sur la position de la balle.

b.1 Position de la balle dans le plan $(\vec{y},\vec{z})$.

On développe une routine pour automatiser les traitements des images (Figure I.7). La logique du programme peut être décrite comme suit :

— On commence par normaliser l'image, c'est-à-dire que l'on met à l'échelle l'intensité des pixels sur toute la plage de 0 à 255. Cela a pour but d'améliorer la visualisation des détails. L'image I.7a donne un aperçu de cette normalisation.

— On binarise l'image selon la méthode « RenyiEntropy », qui se base sur une mesure de la variabilité (entropie de Rényi) d'un ensemble de données, pour trouver un seuil et séparer l'image en deux classes : la classe de premier plan et la classe d'arrière-plan [47]. Cette méthode est donc particulièrement adaptée dans notre cas où l'on souhaite isoler la balle. Le résultat de la binarisation est montré sur l'image I.7b, la balle est blanche et le fond est noir. Au fil des études réalisées, cette méthode a été identifiée comme la plus fidèle sur l'ensemble de la trajectoire de la balle, où les conditions d'éclairage peuvent varier malgré les nombreuses LEDs disposées.

— On effectue différentes opérations de correction sur l'image binarisée. Tout d'abord la fonction « Open stack » qui permet d'enlever tous les pixels isolés, notamment dans le fond de l'image. Ensuite, nous effectuons une opération de dilatation des zones blanches, puis nous comblons les trous avec la fonction « Fill Holes ». Cela est utile, notamment pour combler le logo de la balle et le joint de balle marqué au feutre noir, qui créent des imperfections sur la binarisation. Le résultat de ces opérations de correction après une dernière érosion de l'image (pour revenir à la taille initiale) est affiché sur l'image I.7c.

— Afin de ne garder que la zone blanche correspondant à la balle (et non le substrat par exemple), nous mesurons les caractéristiques de chaque groupe de pixels blancs présent sur l'image. Nous identifions seulement ceux qui ont une taille supérieure à 2 000 pixels et une circularité [définie comme $(4\pi \times \text{aire})/(\text{périmètre})^2$] supérieure à $0,6$. Seule la balle correspond à ces critères, choisis spécifiquement.

— Une fois le groupe de pixels correspondant à la balle identifié, le logiciel cherche et dessine une ellipse qui s'adapte le mieux à cette région d'intérêt. Les mesures de la forme de l'ellipse sont renvoyées, notamment son centre de masse et ses diamètres. Cette recherche se limite aux régions ne touchant pas les bords de l'image. Par exemple, nous ne calculons pas la position de la balle, lorsqu'elle est entre dans l'image. L'ellipse finale renvoyée est affichée en rouge sur l'image I.7e.

La routine effectue cette séquence d'opérations sur toutes les images de la « pile » et trace l'ellipse finale, afin d'avoir un contrôle visuel avant d'enregistrer les données. Il faut noter que la dernière version du programme, pour les études les plus récentes, a été améliorée. Elle réalise la boucle deux fois pour chaque image, entre lesquelles elle vient remplir par un disque plein la zone de la balle identifiée sur la première boucle (image I.7d). Cela permet une nouvelle fois de gommer l'imperfection causée par le logo noir de la balle ou à l'équateur, sur la binarisation. Un manque de pixels blanc sur un côté de la balle décale le centre de masse de l'ellipse mesurée. Cet effet est gênant si la balle a une rotation selon $\vec{z}$ et donc le logo se déplace dans le temps (s'il n'y a pas de rotation incidente, nous pouvons cacher le logo à l'arrière de la balle).

b.2 Vitesse angulaire de la balle.

Dans le cas où la balle aurait une rotation incidente et/ou réfléchie, quel que soit l'axe de rotation (dans le plan ou hors plan), la seule information de la position de son centre de masse ne nous permet pas de mesurer la vitesse angulaire. Pour cela, nous nous aidons des marqueurs tracés sur le joint de la balle à l'équateur (traits pointillés). Pour une rotation de la balle autour de l'axe hors plan $\vec{x}$ (Figure I.6a), un segment plein est suffisant pour remonter à son évolution angulaire. Cependant, dans le cas d'une rotation selon l'axe vertical $\vec{z}$ (Figure I.6b), l'axe optique de la caméra étant selon $\vec{x}$, l'équateur de la balle reste horizontal. Il faut donc mesurer la vitesse tangentielle de la surface de la balle, ce qui ne peut être fait avec un segment plein. Cela justifie les traits pointillés dessinés. La dernière rotation selon $\vec{y}$ n'est pas considérée sur ce dispositif expérimental, puisque la balle sortirait alors du plan focal de la caméra. Nous listons ci-dessous les étapes de la seconde routine, permettant de repérer ces traits à l'équateur (Figure I.8) :

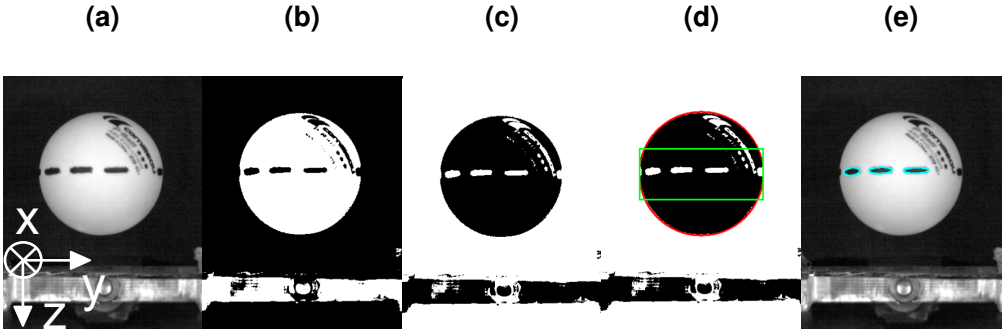

FIGURE I.8 – Processus de détection **(a)** des traits à l'équateur de la balle, l'objectif étant de remonter à sa vitesse de rotation grâce à l'évolution de la position ou de l'orientation des traits. **(b)** Après binarisation, **(c)** l'image est inversée pour **(d)** trouver les groupes de pixels correspondant à une certaine taille autour de l'équateur. **(e)** Nous ajustons des ellipses sur ces traits pour déterminer leur position et leur orientation angulaire.

— Nous binarisons l'image selon une autre méthode, « intermodes », visible sur l'image I.8b. Cette binarisation est basée sur la recherche des deux modes de niveaux de gris les plus fréquents dans l'histogramme de l'image [48]. La binarisation « intermodes » est particulièrement utile pour traiter des images dont deux valeurs de niveau de gris dominent dans l'image. Ici, le contraste est suffisant entre les traits dessinés au marqueur et la surface de la balle, il n'y a pas beaucoup de dispersion (ce n'est pas forcément le cas sur l'arrière-plan par exemple).

— Nous inversons l'image afin que les traits de l'équateur deviennent des groupes de pixels blancs comme montré sur l'image I.8c, ce qui facilitera leur identification.

— Nous recherchons les groupes de pixels qui vérifient une taille comprise ente 40 et 500 pixels et une circularité supérieure à $0,2$ (les traits sont des ellipses allongées). Nous réduisons la zone de recherche à la zone identifiée comme la position de la balle sur la routine précédente, tracée en rouge sur l'image I.8d. À noter que dans le cas d'une rotation selon $\vec{z}$, les traits restent horizontaux

et nous réduisons encore la zone d'intérêt à un rectangle de 90 pixels de large autour de l'équateur (en vert sur l'image I.8d).

— De la même manière que précédemment, le logiciel ajuste une ellipse sur chaque groupe de pixels identifié sur l'équateur. Les mesures de la position et de l'orientation de chaque ellipse sont renvoyées. Les traits étant allongés, l'ellipse présente un axe majeur, bien distinct, et la donnée de l'orientation devient pertinente. Nous traçons les ellipses déterminées sur chaque image, comme montré sur l'image I.8e, pour un contrôle visuel avant d'enregistrer les informations.

c. Traitement des données

Une fois que l'analyse d'image est effectuée et que nous avons la position, et l'orientation de la balle dans le temps (Figure I.9), nous devons traiter les données pour remonter à des mesures exploitables de vitesses linéaires, d'angles, et de vitesses angulaires de la balle. Toutes les données disponibles sont enregistrées dans un tableau « .csv », que nous traitons avec le langage de programmation Python.

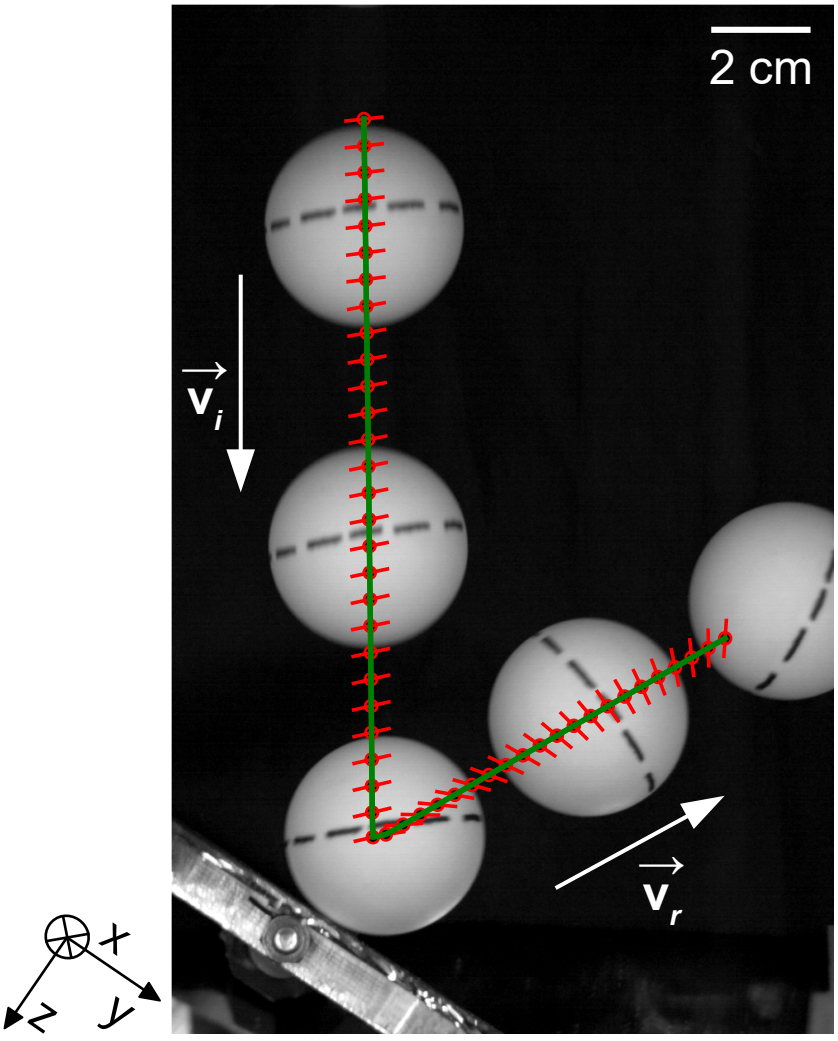

FIGURE I.9 – Superposition de 5 images de la balle lors d'un impact avec la vitre inclinée et la trajectoire associée. Seule 1 image sur 12 est affichée, avec un écart de temps de 5,6 ms (fréquence de 2 142 fps). La ligne noire en pointillés tracée le long de l'équateur identifie le joint de la balle et est utilisée pour déterminer la vitesse angulaire. Pour chaque image du film, on détermine la position angulaire de la balle (tiret rouge) et la position de son centre (point rouge) sur lequel on interpole un polynôme d'ordre 2 (ligne verte).

Les vitesses de la balle (les indices i et r différencient les trajectoires incidentes et réfléchies respectivement) sont mesurées en traçant l'évolution temporelle de la position du centre de masse de la balle dans le plan (y,z). Les deux trajectoires projetées selon la verticale sont interpolées par un polynôme d'ordre 2, par la méthode des moindres carrés. En effet, l'accélération de la balle due à la gravité ne peut être négligée, surtout à faible vitesse incidente. Si nous laissons simplement tomber la balle depuis son support, la hauteur de chute jusqu'à la surface (environ 20 cm) permet d'atteindre une vitesse autour de 2 m.s^{-1} avec la gravité. La balle allant jusqu'à une vitesse de 13 m.s^{-1}, cette courbure de la trajectoire (gravité) est à prendre en compte. Nous considérons une valeur de $g = 9,6$ m.s^{-1} comme expliqué dans la partie 1.A.2.d. Ainsi, les deux vitesses, v_i et v_r, sont évaluées au même moment du contact, défini comme le moment où les deux trajectoires, avant et après le rebond, se croisent. L'angle de rebond, θ_r, est calculé en interpolant la trajectoire réfléchie du centre de la balle, par un polynôme d'ordre 2 (méthode des moindres carrés, ligne verte sur la Figure I.9). En particulier, la tangente de cet angle est prise comme la dérivée de ce polynôme à la première position de la balle détectée après le rebond. On procède de même avec l'angle θ_i, pas forcément égal à α, à cause d'une déviation possible lors du lancer. Cet angle θ_i est utilisé pour calculer les vitesses incidentes projetées tangentiellement et normalement à la surface de contact (du verre dans l'exemple de la Figure I.9).

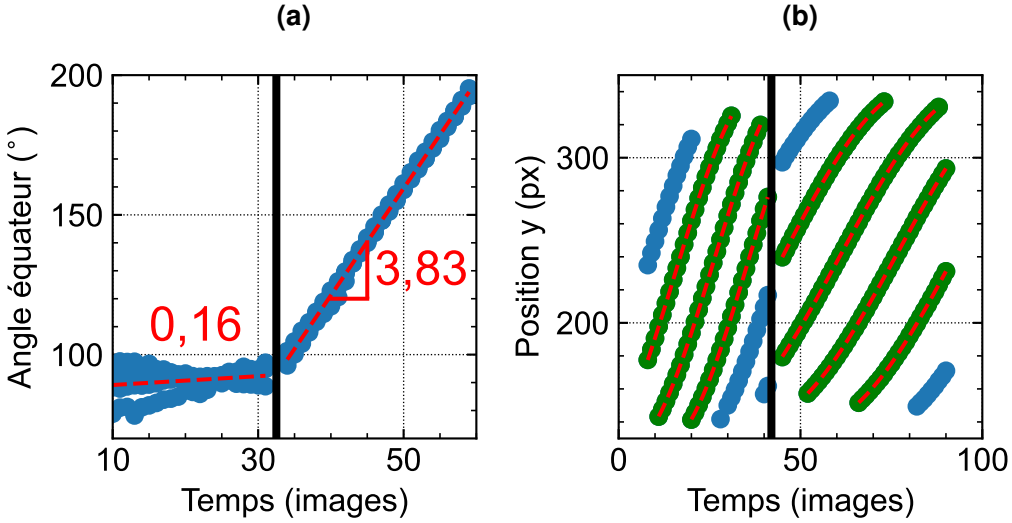

FIGURE I.10 – Détermination des vitesses de rotation de la balle avant et après le rebond (ligne verticale noire), par l'interpolation (en rouge) du déplacement des traits à l'équateur de la balle. **(a)** Variation angulaire des traits dans le temps pour mesurer ω_x. **(b)** Déplacement horizontal des traits de l'équateur dans le temps, pour remonter à ω_z en moyennant les pentes maximales.

Enfin, ω_r est évaluée en tenant compte du déplacement de la ligne pointillée tracée sur l'équateur de la balle. Dans le cas d'une rotation selon $\vec{x}$, nous traçons l'orientation angulaire (en degrés) de chaque tiret détecté sur l'équateur, en fonction du temps t, comme montré sur la Figure I.10a. Nous interpolons par une droite l'évolution temporelle des points avant et après rebond (ligne verticale noire) et nous considérons la pente moyenne. Sur le graphique, on note bien qu'avant le rebond, la pente est presque nulle ce qui signifie que la balle n'a pas de rotation incidente selon $\vec{x}$. Dans le second cas d'une rotation selon $\vec{z}$, nous traçons la position y de chaque trait détecté sur l'équateur, en fonction du temps (voir Figure I.10b). Dans ce cas, $\vec{y}$ est la direction horizontale. Nous obtenons ainsi plusieurs trajectoires, chacune correspondant à un trait, qui se suivent dans le temps, au fur et à mesure que la balle tourne.

Sur la Figure I.10b, il y a initialement 3 traits détectés (sur la première image) et de nouveaux traits vont apparaître successivement sur l'image. Nous interpolons chaque trajectoire par un polynôme d'ordre 3, sur lequel nous considérons seulement la valeur maximale de la dérivée (la vitesse est maximale lorsque le trait passe au centre de la balle). Nous moyennons les dérivées avant et après le rebond. Après la ligne verticale noire, les pentes sont moins élevées, ce qui traduit bien une diminution de la vitesse de rotation de la balle selon $\vec{z}$. Nous considérons seulement les traits dont la trajectoire est suffisamment grande (supérieure à 20 positions, en vert sur la Figure I.10). La vitesse de rotation, ω_z, se déduit de cette vitesse horizontale par une simple division par le rayon de la balle $R = 0,02$ m.

d. Précautions et limitations

Nous arrivons à calculer de façon précise la vitesse linéaire de la balle. La caméra étant correctement calibrée et la valeur de la constante de gravité g étant connue pour notre système, nous limitons les sources d'erreur. Cependant, lorsque nous interpolons les trajectoires de la balle, en laissant libre le coefficient de second ordre (donc sans fixer la constante de gravité), nous observons des valeurs bien différentes, d'autant plus si la balle arrive vite. Certes, la valeur de ce coefficient a un impact limité sur la vitesse mesurée (temps relativement court) mais nous observons tout de même des légers écarts sur le coefficient de restitution pouvant atteindre 3 %. Plusieurs raisons peuvent expliquer cela. Les données expérimentales viennent directement de l'analyse d'image faite préalablement. On remarque que la lumière n'est pas parfaitement homogène sur toute la trajectoire de la balle. Au départ par exemple, le lanceur crée une petite zone plus sombre sur le dessus de la balle, qui s'estompe lorsqu'elle arrive sur le substrat situé au centre de la zone de mesure (éclairé uniformément). Cette zone d'ombre décale le centre de masse de la balle de 1 ou 2 pixels au début du lancer et à la fin (pour un impact normal), ce qui change la courbure de la trajectoire incidente et réfléchie, dans des sens opposés. Le coefficient de restitution étant le rapport des deux vitesses, la différence est notable si on fixe g. Par ailleurs, nous ne prenons pas en compte une possible sortie de la balle du plan focal. Des essais en prenant en compte l'aire de l'ellipse de la balle ont été testés, mais n'ont pas été concluants, à cause de la sensibilité du diamètre à la non-homogénéité de l'éclairage. Enfin, nous n'avons pas considéré la résistance de l'air à la vitesse de la balle.

La mesure de la vitesse de rotation est moins maîtrisée, et nous nous arrêtons à des interpolations linéaires. Toute la mesure repose sur la valeur de l'orientation d'une ellipse, ajustée sur un trait tracé à la main, de 200 pixels en surface. Aussi, la balle ne part jamais parfaitement droit et peut présenter un petit angle incident (l'équateur n'est pas parfaitement horizontal). Il peut y avoir une variation dans les valeurs de la position et de l'orientation des traits pointillés, pour un temps donné. Pour la mesure de la vitesse tangentielle lors d'une rotation selon $\vec{z}$ (Figure I.6b), on minimise alors la valeur de la vitesse de rotation de la balle et on estime une erreur de ω_z de ± 25 rad.s^{-1}. Dans le cas d'une rotation selon $\vec{x}$ (Figure I.6a), il y aura une plus grande variation autour de la moyenne considérée et l'erreur sur ω_x est de ± 25 rad.s^{-1}. Une méthode alternative de calcul de la vitesse de rotation pourrait être envisagée en plaçant judicieusement des marqueurs sur la surface de la balle et en comparant la séquence d'image à une table de correspondance.

1.B.2. Observation du contact entre la balle et le substrat

Une tout autre mesure consiste à regarder le contact entre la balle et un substrat, à très grande résolution temporelle (19 784 fps). Cela est possible avec des substrats transparents comme du verre ou du silicone et en observant l'impact par-dessous.

a. Dispositif expérimental

Afin d'évaluer le profil de la balle dans la zone de contact, nous observons une ligne sur la surface de la balle, avec notre caméra rapide inclinée à 45°, comme montré sur la Figure I.11. La ligne épouse le contour déformé de la balle et donc en la regardant de biais, nous pouvons percevoir tout mouvement de la ligne dans la profondeur, et remonter au profil de la coque. Un peu à la manière de nos yeux qui utilisent 2 points de vue pour percevoir un objet en 3 dimensions, nous avons besoin d'un autre point de vue pour appréhender la profondeur de la balle. Pour des raisons pratiques, la position de la caméra reste inchangée, nous observons maintenant l'image de la balle dans un miroir incliné en dessous.

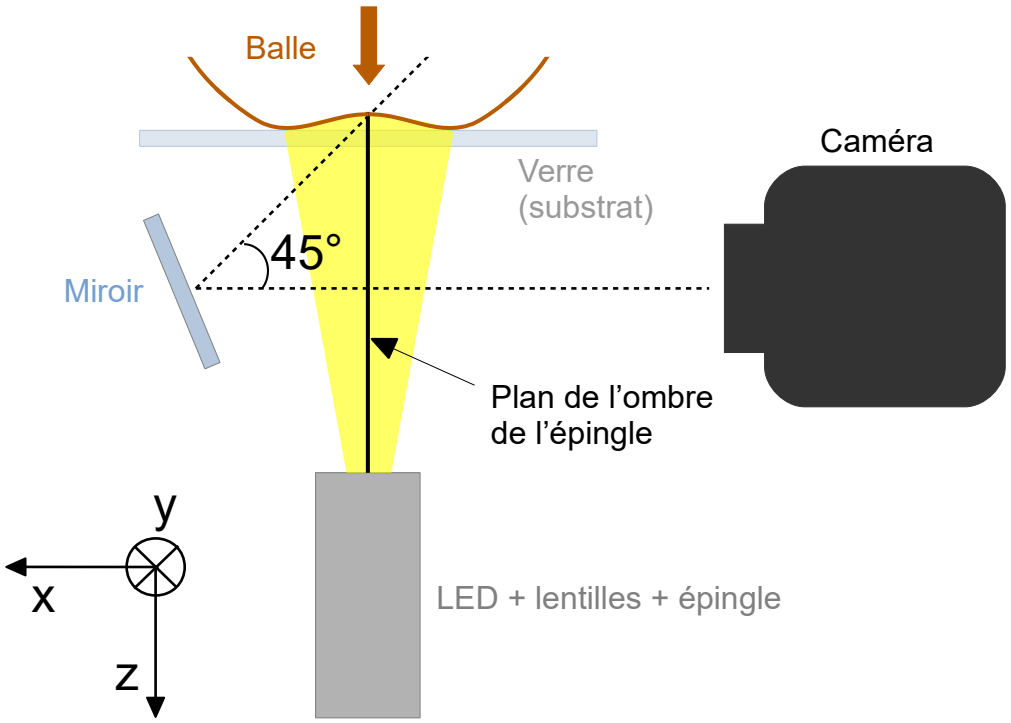

FIGURE I.11 – Schéma de la technique d'observation du profil déformé de la balle lors de l'impact avec une surface transparente. La balle est observée par le dessous, de biais à 45°, et son profil dans la zone de contact est évalué grâce à l'utilisation de l'ombre d'une aiguille projetée verticalement sur la surface de la balle.

Pour tracer une ligne sur la balle, nous utilisons une projection optique qui a l'avantage de positionner la ligne à l'endroit exact du contact, dans la direction souhaitée, sans tenir compte de l'orientation incidente que la balle peut acquérir au lancer. Ainsi, nous projetons le long de l'axe $\vec{z}$, l'ombre laissée par une aiguille en acier positionnée entre l'éclairage LED et le plan focal à imager (orientée selon l'axe horizontal $\vec{y}$). Comme source lumineuse, nous utilisons une LED puissante (Luxeon Rebel ES, LXML-PWN2, 230 lm) et deux lentilles optiques (Thorlabs, N-BK7 Bi-Convexe, focales 50 mm et 25,4 mm). Un schéma du montage optique est représenté sur la Figure I.12. Tout le système est monté dans des supports optiques (à l'intérieur du tube noir sur l'image), dans lesquels des bagues permettent de déplacer et de bloquer les lentilles de façon très précise. La LED est positionnée dans le plan focal objet de la première lentille $L1$ (focale courte de 25,4 mm), pour former une lumière parallèle en un espace restreint. Ensuite, nous pouvons ajuster la distance de projection de l'image d'une épingle, ainsi que sa taille, par l'écartement entre l'épingle et la lentille $L2$ (focale de 50 mm). Dans notre cas, cette distance est d'environ 7,5 cm, ce qui nous permet d'obtenir une image à 15 cm du dispositif, pour un grossissement $\times 2$. Le choix des focales des lentilles a été fait pour obtenir un montage de dimensions restreintes (12 cm en longueur totale), qui puisse passer sous la surface en verre, et dont la taille de l'image projetée est suffisante pour couvrir toute la balle (image de la Figure I.12).

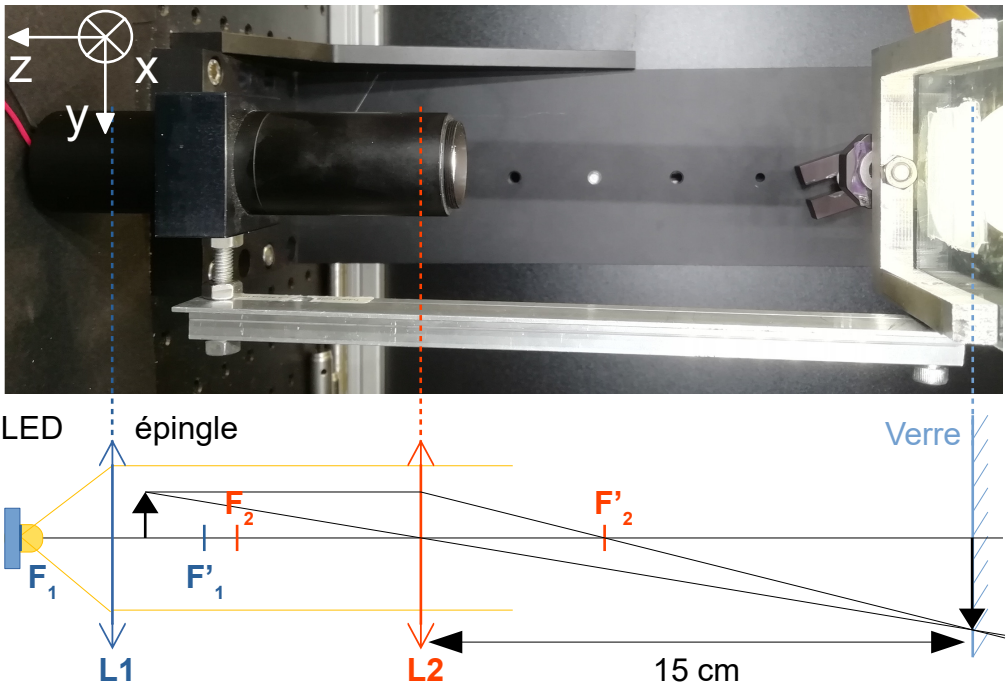

FIGURE I.12 – Schéma d'optique physique du système de projection de l'ombre de l'épingle. L'image est nette sur la vitre de contact avec la balle. Le miroir n'est pas placé ici sur l'image.

La surface de la balle, dans la zone de contact, est observée avec notre caméra rapide. Pour des raisons pratiques, nous utilisons un miroir incliné à $22,5°$ par rapport à la verticale. L'axe optique de la caméra reste horizontal. Une image typique enregistrée est affichée sur la Figure I.13b. L'ombre de l'aiguille apparaît bien comme une ligne sombre et nette sur la surface éclairée de la balle. En raison de la géométrie de cette configuration expérimentale, le profil réel de la surface de la coque selon l'axe $\vec{z}$ est obtenu en appliquant à l'image un facteur de $\sqrt{2}$.

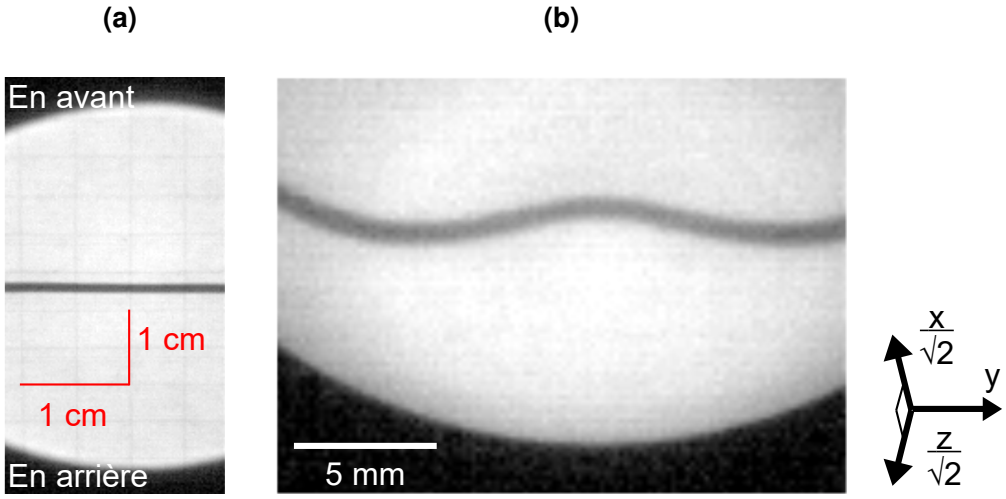

FIGURE I.13 – (a) Détermination du facteur de conversion en distance sur la capture d'image de la caméra inclinée à $45°$ par rapport au plan observé. Les dimensions réelles des axes du repère se trouvent diminuées d'un facteur $\sqrt{2}$ selon la verticale $\vec{z}$. **(b)** Image du profil d'une balle lors de l'impact normal sur une surface rigide.

b. Acquisition des données

Dans cette configuration, afin d'avoir un nombre suffisant d'images pendant le contact, dont la durée est de l'ordre de $0,6$ ms, nous choisissons une fréquence d'acquisition de 19 784 fps comme rappelé dans le Tableau I.1. La largeur de l'image est alors de seulement 120 pixels, et nous ajustons la position de la capture sur la zone d'intérêt. La Figure I.14 donne un aperçu des dimensions de la capture d'image, lorsque l'on passe de 2 142 fps (pour mesurer la trajectoire de la balle) à 19 784 fps (pour mesurer le contact). Le focus de la caméra est alors fait sur l'image dans le miroir comme montré sur le schéma de la Figure I.11, donc plus éloignée que l'image directe de la balle. Ainsi, l'échelle de conversion de distance est à modifier sur cette nouvelle prise de vue. Pour ce faire, nous posons une grille carrée sur la surface de la vitre, dans le plan $(\vec{x}, \vec{y})$. L'image est donnée sur la Figure I.13a, qui met bien en évidence les lignes selon $\vec{z}$ ou $\vec{x}$ plus courtes d'un facteur $\sqrt{2}$. La profondeur du profil est cependant bien selon la verticale $\vec{z}$.

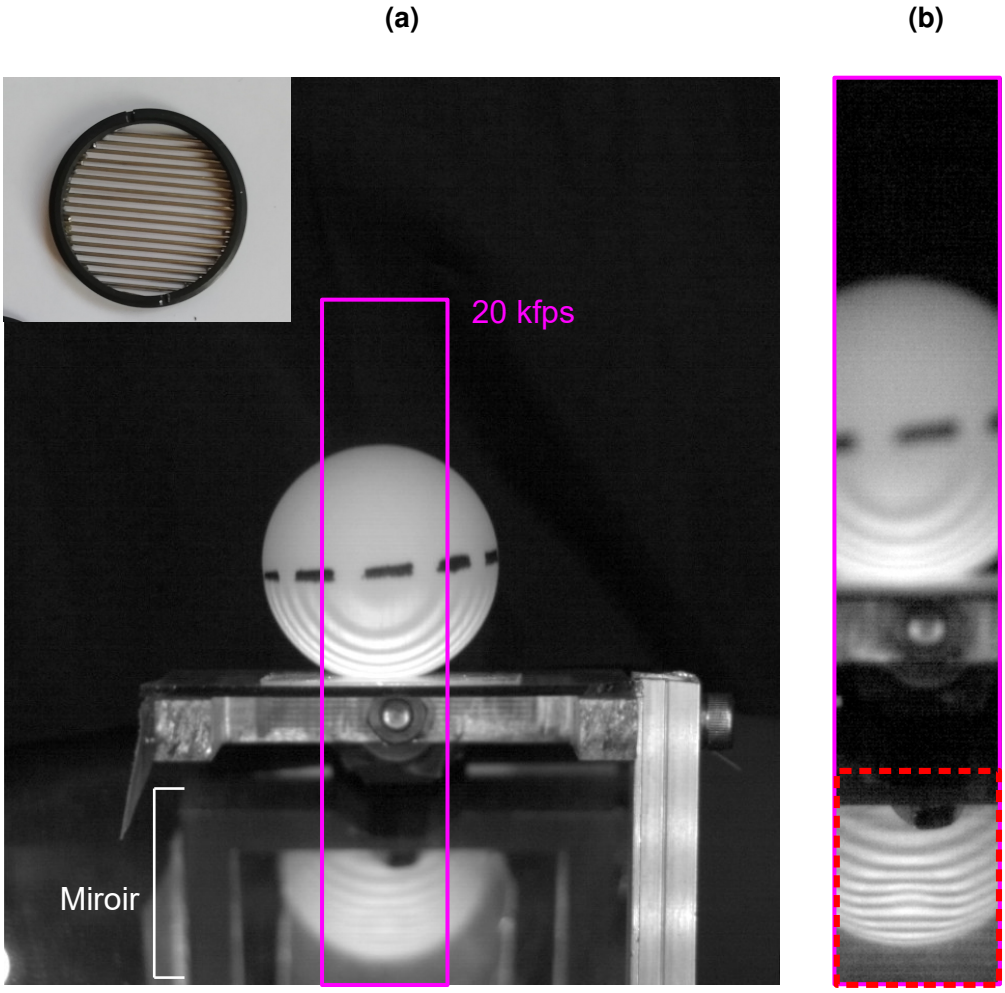

FIGURE I.14 – Réduction de la taille de la capture d'image lors d'un passage de **(a)** 2 142 fps à **(b)** 19 784 fps, afin de capturer un nombre suffisant d'images du contact entre la balle et le substrat transparent. En (b), l'image de l'impact est prise dans le miroir positionné en arrière de la balle, et la détermination du profil au centre du contact est facilitée par un réseau d'épingles parallèles.

Le dispositif optique (LED + lentilles) est fixé à la verticale sous la vitre, et pointe sur le contact de la balle (voir l'image de la Figure I.12). La ligne sombre est orientée selon $\vec{y}$. L'exposition est fixée à 100 % afin d'avoir le maximum de lumière, ce qui semble aussi augmenter le contraste de l'image finale.

Une calibration du noir à soustraire est effectuée, puis nous lançons l'acquisition. La balle peut être déviée au départ du lanceur et donc ne pas rebondir exactement à l'endroit de visée du plan sombre (ce point sera discuté plus tard dans la section e.). Ainsi, nous vérifions visuellement que le trait est situé au centre du contact, les lancers trop déviés étant exclus des résultats exploités. L'ensemble des images de la balle, à partir du moment où elle entre dans le champ de vision sont enregistrées.

c. Traitement d'image

Deux informations sont extraites grâce aux images à haute résolution temporelle, via l'utilisation du logiciel ImageJ. Nous mesurons les vitesses linéaires de la balle (sur la capture floue de son image réelle) et le profil de la balle, seulement sur la partie éclairée autour de la ligne, dans l'image du miroir.

Pour la détection de la trajectoire de la balle (et sa vitesse), nous utilisons une méthode similaire à celle décrite dans le précédent protocole, avec le même algorithme de binarisation « RenyiEntropy ». La différence réside dans le groupe de pixels à identifier comme étant la balle. Nous recherchons des objets dans un intervalle de taille (nombre de pixels) limité, ici compris entre 4 000 et 25 000 px sur la fenêtre spatiale de la Figure I.14b. Il est à noter que la balle est constamment partiellement imagée et les paramètres de la circularité de la zone cherchée ainsi que son centre de masse ne sont plus pertinents. Nous repérons donc l'évolution du front de la balle dans le temps. Avec cela, nous pouvons estimer simplement v_i et v_r. Pour repérer le profil de la ligne sombre, nous réduisons la fenêtre d'étude à 60 pixels autour de la ligne (Figure I.15).

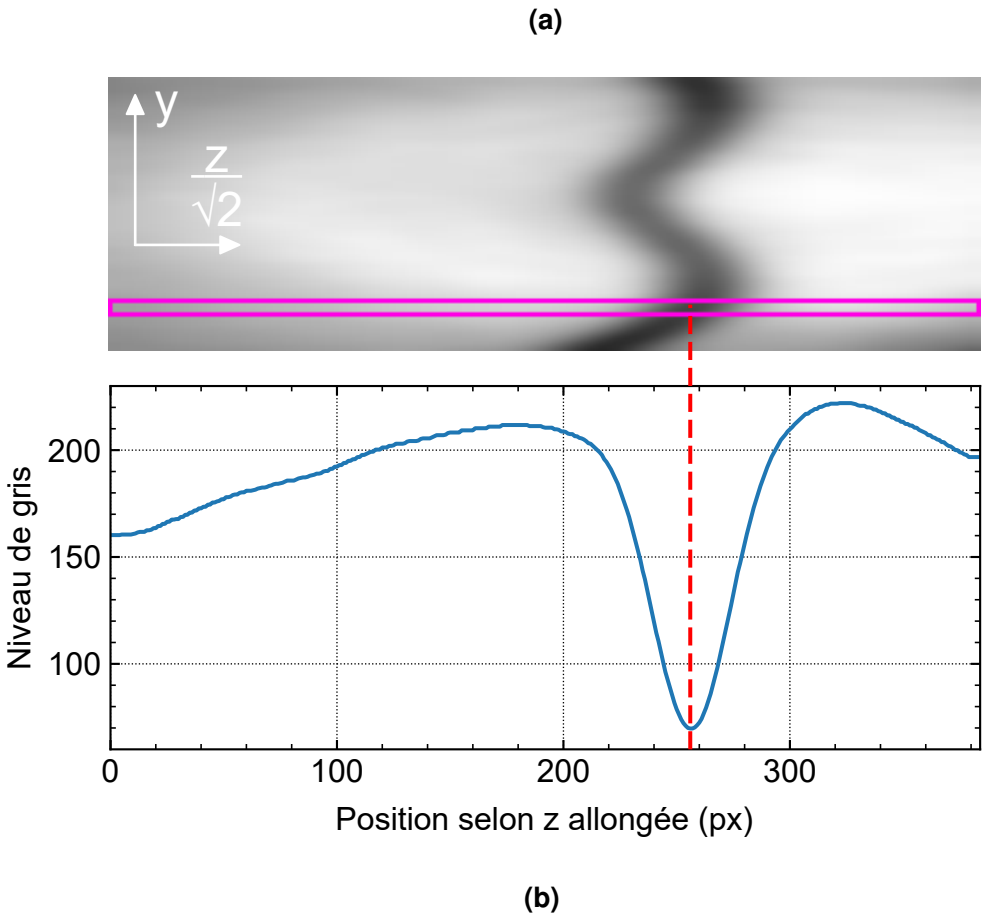

Figure I.15 – (b) Exemple de profil en niveau de gris, selon la direction $\vec{z}$, pour une position y donnée sur l'image du contact entre la balle et une plaque de verre. **(a)** L'image est allongée d'un facteur 6 dans la direction $\vec{z}$ pour mieux repérer le profil de la balle.

Pour chaque image lors du contact, le profil de la coque est déterminé comme suit :

— Les pixels sont normalisés (mis à l'échelle), pour accentuer la visualisation des détails, puis un filtre Gaussien est appliqué afin de réduire le bruit.

— On étire l'image d'un facteur 6 dans la direction $\vec{z}$, grâce à une interpolation bicubique sur le logiciel IMAGEJ [49]. Cette méthode cherche à trouver la valeur des pixels manquants en raison de l'élongation de l'image. Elle l'estime en calculant un polynôme cubique à l'aide de tous les pixels voisins. Elle moyenne deux estimations dans la direction verticale et horizontale. Le rendu final est beaucoup plus lisse et continu qu'une interpolation linéaire (un polynôme cubique a une forme caractéristique de « S » inversé) et s'avère de fait plus performante dans notre cas puisque les valeurs des pixels sont très hétérogènes d'un voisin à l'autre (malgré le filtre Gaussien). L'image étirée est montrée sur la Figure I.15a.

— Ensuite, pour chaque position y, la hauteur de la coque au-dessus du substrat correspond au point le plus sombre rencontré le long de l'axe $\vec{z}$. Pour repérer ce point pour une position y donnée, nous traçons le profil d'intensité en niveau de gris dans un rectangle de 4 pixels de large autour de y (pour moyenner le bruit, une fois de plus) et nous recherchons la position z où le niveau de gris est minimal. Le profil d'intensité de l'image étirée est montré sur la Figure I.15b.

— Cette action est répétée sur toute la largeur de l'image y pour remonter au profil déformé de la balle, puis sur la dizaine d'images du contact. Les positions du profil retournées sont divisées par l'allongement initial de 6, puis tracées sur l'image brute pour un contrôle visuel (ligne rouge de la Figure I.16). Les données (position en z du minimum de gris en fonction de y) sont sauvegardées pour être traitées.

d. Traitement des données

Les données du profil et de la trajectoire de la balle sont traitées en langage de programmation Python. Nous souhaitons obtenir les vitesses linéaires de la balle et les caractéristiques géométriques pertinentes du profil. Pour calculer la vitesse incidente et réfléchie de la balle, respectivement v_i et v_r, nous utilisons le même facteur de conversion que sur le précédent dispositif pour obtenir la distance ($5,45$ px.mm^{-1}). L'évolution du front de la balle dans le temps est donc interpolée de la même façon, par un polynôme de degré 2 en fixant g. Les deux vitesses sont évaluées au moment du contact.

Pour la détection du profil expérimental, nous devons appliquer le facteur géométrique de $\sqrt{2}$ sur la profondeur $\vec{z}$. L'image dans le miroir étant plus éloignée, nous utilisons un facteur de conversion de $5,93$ px.mm^{-1}, comme calculé sur la Figure I.13a. Ensuite, le profil $\mathrm{z}(\mathrm{y})$ est interpolé par un polynôme d'ordre 8, dont on ne conserve que les termes pairs, symétrique par rapport au centre de la région de contact B. Les coordonnées de ce point restent un paramètre ajustable de la fonction. Le polynôme est tracé en pointillés sur la Figure I.16. Les points A et C sont définis comme les limites de la région de contact et leurs coordonnées sont obtenues analytiquement comme maxima de la fonction d'interpolation. La profondeur z du point B est déterminée par la recherche du minimum local. Nous déterminons ensuite les caractéristiques géométriques pertinentes du profil de la coque, en particulier le diamètre D de la région de contact (en fonction de A et C) et la profondeur d de la région déformée (la hauteur du point B au-dessus de la vitre). Le temps de contact τ est mesuré sur les mêmes images en considérant celles où un contact est observé avec la vitre.

e. Limitations

L'observation du profil de la coque se fait à une résolution temporelle très élevée et sur une région de l'espace réduite à quelques millimètres. La mesure est donc délicate et l'erreur de mesure est bien plus importante que dans la configuration précédente.

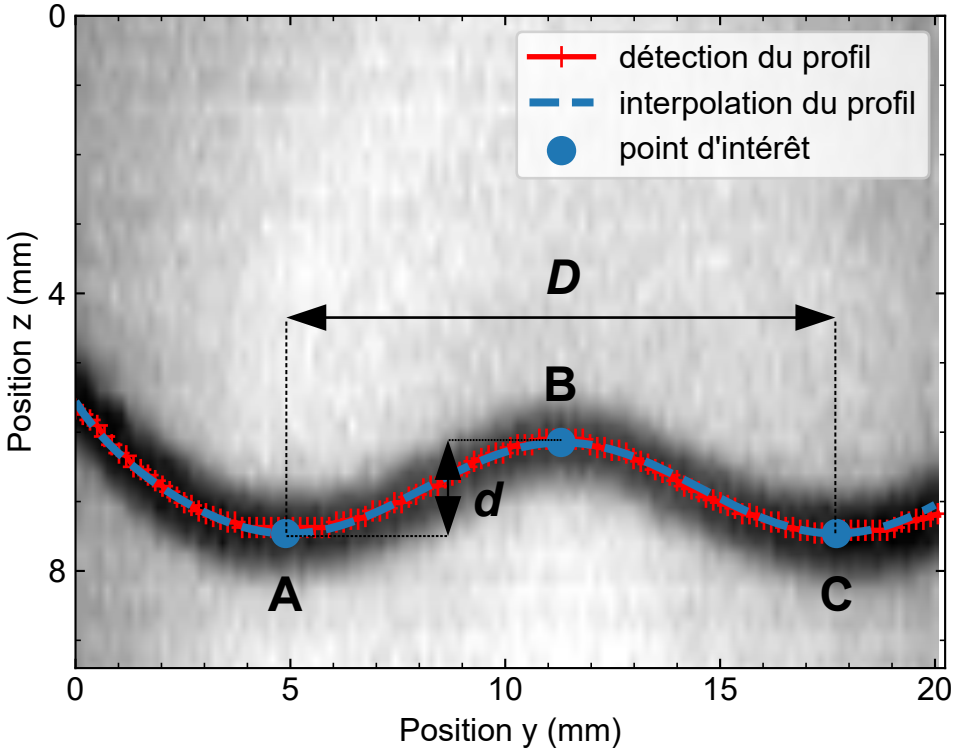

FIGURE I.16 – Caractéristiques pertinentes du profil de la coque. Une fois le profil de la coque obtenu (ligne en pointillés bleus qui interpole la ligne rouge), nous déterminons la position des points A et C qui limitent la zone de contact et le point B au centre. Les points A et C sont utilisés pour évaluer le diamètre D de la zone de contact, tandis que la distance verticale entre le point B et la ligne (AC) correspond à la profondeur d de la région déformée ($v_{z,i} = 9,7$ m.s^{-1}, $t = 0,304$ ms depuis le début du contact).

D'abord, lors du calcul de la vitesse linéaire de la balle, comme précédemment, sans imposer l'accélération de la pesanteur g, nous obtenons des vitesses environ 5 % plus élevées. Comme la fenêtre est restreinte (120 px de large), nous avons dû considérer l'évolution du front de la balle dans le temps, observé à 45°, ce qui est moins précis que le centre de masse. Nous n'avons pas pris en compte de vitesse latérale selon $\vec{y}$, or nous avons vu que la balle ne part jamais parfaitement selon la verticale. De plus, l'image de la balle apparaît floue, car le focus de la caméra est réglé sur l'image de la balle dans le miroir. Il y a une forte incertitude sur la mesure de la position de la balle. Il faut aussi noter que la constante de gravité, dans cette nouvelle configuration, n'a pas été évaluée expérimentalement. Nous avons donc considéré une constante de $g = 9,81$ m.s^{-1}, ce qui nous paraît plus juste que de laisser libre ce paramètre d'interpolation. Pour résumer, l'estimation de la vitesse linéaire de la balle se fait sur une très petite fenêtre spatiale, avec une échelle de distance approximée, sur des images sortant du plan focal de l'image. Il faut simplement la considérer comme une estimation à ± 1 m.s^{-1}, non comme une valeur absolue.

Pour l'estimation du profil dans la région de contact, lorsque la courbure du profil s'inverse, le polynôme rend bien compte des deux maxima et du diamètre de contact (anneau). Cependant, il y a une forte incertitude sur D, lorsqu'il est relativement petit (en général sur les 2 premières et dernières images). En effet, dans ce cas, le polynôme d'interpolation présente un seul maximum au centre B, le programme n'arrive pas à rendre compte d'un profil légèrement aplati. Pour tenter de mieux rendre compte de ce qui est observé visuellement, nous utilisons (dans les dernières mesures sur silicone) la dérivée du polynôme. La zone de contact est délimitée par une dérivée du profil de $\pm 0,05$.

Un autre problème est l'incertitude sur le point d'impact de la balle. La ligne sombre permettant de remonter au profil de la coque n'est pas parfaitement centrée sur le contact entre la balle et la plaque de verre. Le profil de la coque mesuré sera ainsi toujours inférieur ou égal au maximum de déformation. Pour améliorer cela, nous avons remplacé l'épingle individuelle par un réseau d'épingles comme illustré sur la Figure I.14. L'avantage est de pouvoir choisir quel profil est le mieux centré sur la cloque. La détection est cependant plus compliquée et ne peut être automatisée sur toute la série d'image (détection manuelle fastidieuse). Enfin, sur les images du profil sur des substrats de silicone transparent, les couches les plus épaisses sont légèrement opaques. L'observation est alors beaucoup moins nette. Nous interpolons donc un polynôme sur un profil beaucoup plus diffus, et l'erreur est bien plus importante.

Pour conclure, nous avons présenté notre dispositif expérimental, un système relativement simple et précis, qui permet de lancer la balle à une vitesse jusque 13 $m.s^{-1}$ et de faire de nombreuses mesures. Il est modulable afin de tester différentes configurations : des angles d'incidence, différents substrats et une observation par le dessous du contact. Tout se mesure sur une caméra, que l'on n'a pas besoin de déplacer une fois la calibration effectuée. Les mesures sont ainsi très précises, notamment pour la vitesse et la rotation de la balle. Il y a plus d'incertitudes sur l'observation très localisée du profil de contact de la balle, mais qui restent convenables en considérant les difficultés techniques que de telles images présentent, et surtout la précision est suffisante pour pouvoir apporter des informations intéressantes.

2. Modélisation numérique

La modélisation par Éléments Finis (EF) de l'impact d'une balle de tennis de table sur un substrat est développée, pour compléter les études expérimentales. La façon dont la simulation est implémentée ainsi que la manière dont les données sont extraites sont présentées dans cette partie.

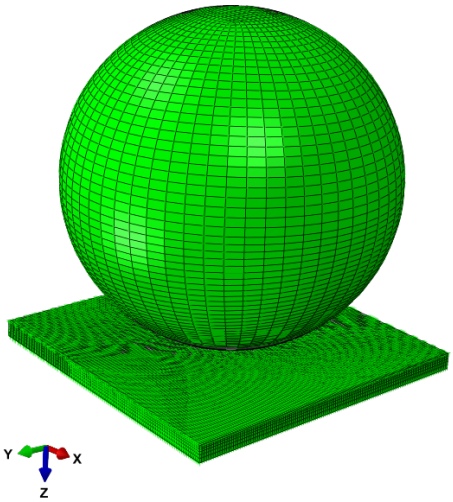

FIGURE I.17 – Vue isométrique de la balle et du substrat utilisés dans le modèle Éléments Finis (EF), construits sur le logiciel Abaqus.

2.A. Modèle éléments finis

Un modèle 3D est conçu via le logiciel de calcul commercial Abaqus [50]. Il s'appuie largement sur un modèle précédemment développé par Rinaldi *et al.* [17, 18]. Il est simplement composé d'une balle

et d'un substrat de section carrée (dimension fixe de 50 mm de côté), initialement distants de $0,3$ mm. Le module explicite du logiciel est utilisé pour la résolution numérique. À noter que la gravité et la résistance de l'air ne sont pas considérées si bien que la cinétique initiale imposée à la balle est conservée jusqu'à l'impact. Un script Python pour Abaqus est implémenté pour que les conditions d'essai (géométries et propriétés des éléments) puissent être modifiées facilement. Plus précisément, dans le cadre de ce travail de thèse, nous serons possiblement amenés à modifier :

— la cinétique incidente de la balle,

— l'angle d'incidence,

— l'épaisseur et les propriétés intrinsèques du substrat,

— le coefficient de frottement.

Ci-dessous, sont détaillées les propriétés assignées à la balle et au substrat.

2.A.1. La balle

La balle a un diamètre de 40 mm, une épaisseur de paroi de $0,5$ mm et une masse de $2,7$ g, comme rappelés dans le Tableau I.2. Elle est modélisée par 112 903 éléments (quadrilatères SR4) avec cinq points d'intégration à travers l'épaisseur e_b. À noter que le maillage est affiné dans l'hémisphère de la zone de contact éventuelle, comme le montre la Figure I.17.

Propriétés géométriques			Propriétés Matériau				
Diamètre $2R$ (mm)	Épaisseur e_b (mm)	Masse m (g)	Densité ρ_b (kg.m^{-3})	Coef. Poisson ν_b (-)	Module E_∞ (GPa)	Module E_1 (GPa)	Relaxation τ_1 (s)
40	$0,5$	$2,7$	1 070	$0,35$	$1,5$	$0,5$	$0,001$

TABLEAU I.2 – Géométrie de la balle et propriétés de son matériau constitutif, utilisées dans la simulation numérique.

Nous listons dans le Tableau I.2, les propriétés du polymère constitutif de la balle (ABS), considérées dans les simulations. La densité $\rho_b = 1\,070$ kg.m^{-3} est calculée à partir des dimensions et de la masse de la coque, et le coefficient de Poisson $\nu_b = 0,35$ est typique des matériaux polymères dans l'état vitreux.

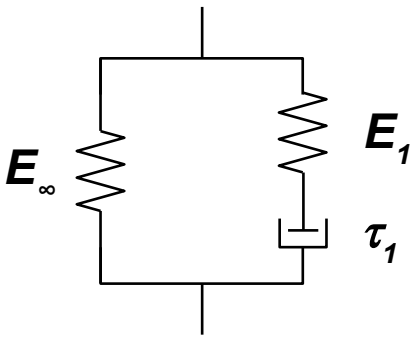

FIGURE I.18 – Schématisation du modèle rhéologique utilisé pour décrire le comportement viscoélastique de la balle de tennis de table. Il se compose d'une branche élastique qui décrit la réponse élastique du matériau au temps long et d'un seul mécanisme de relaxation représenté par une branche de Maxwell.

Un modèle viscoélastique simple avec un élément de Maxwell discret unique a été choisi pour décrire la réponse simplifiée du matériau polymère (Figure I.18). En effet, de la dissipation visqueuse et

un module dépendant du temps sont très souvent pris en compte pour modéliser un matériau viscoélastique [18]. À noter que la plasticité du matériau n'est pas modélisée dans la mesure où la balle recouvre sa forme initiale pour l'ensemble des essais expérimentaux conduits dans ce travail de thèse. Trois paramètres sont nécessaires : le module de stockage à un temps long E_∞, le temps caractéristique de relaxation τ_1 et le module élastique E_1 associé à l'élément de Maxwell. Des expériences quasistatiques présentées en chapitre II.3.B. ont été utilisées pour ajuster le module de stockage à long terme, et une valeur de $E_\infty = (1,5 \pm 0,1)$ GPa a été identifiée. Cette valeur est directement affectée dans le modèle. Par ailleurs, τ_1 a été fixé à $0,001$ s afin que l'élément de Maxwell soit actif pendant une durée coïncidant avec les essais dynamiques (la durée du contact entre la balle et une surface est d'environ $0,6$ ms). E_1 est de $0,5$ GPa pour que l'amplitude du mécanisme de relaxation (c'est-à-dire le raidissement) reste cohérente avec la variation du module qui est souvent observée dans le régime vitreux des polymères thermoplastiques amorphes. Selon les courbes de DMA effectuées sur un échantillon de balle, au chapitre II.3.C., nous observons un module qui varie en fonction de la fréquence d'excitation. Ces fréquences d'excitation ne sont pas une réponse du matériau au temps long et donc dans notre modèle de Maxwell, c'est E_1 qui doit rendre compte de cette variation.

2.A.2. Le substrat

Comme évoqué, deux types de substrats seront considérés dans le cadre de ce travail de thèse : un substrat de verre (matériau rigide considéré indéformable) et un substrat en élastomère (expérimentalement le silicone dense ou la mousse) et de fait déformable.

a. Verre rigide

L'épaisseur de verre (1 mm) est discrétisée en 95 256 éléments (brique linéaire C3D8R), dont 5 éléments dans l'épaisseur. Sa surface inférieure est fixe (encastrée). Pour les propriétés matériau, le substrat de verre est défini comme purement élastique (module d'Young $E_g = 70$ GPa, coefficient de Poisson $\nu_g = 0,35$ et densité $\rho_g = 2\,500$ kg.m^{-3}).

b. Surface molle

Les substrats à l'étude, denses dans le cas du silicone, et poreux dans le cas des mousses sont élastomériques. À température ambiante, ces matériaux ont des comportements régis par l'élasticité entropique (hyperélasticité). Néanmoins, le travail de modélisation se contente de modéliser ces matériaux par un comportement élastique linéaire simple, indépendant de la vitesse de sollicitation. De fait, en plus des densités (environ 60 kg.m^{-3} dans le cas de la mousse et 1 200 kg.m^{-3} pour le silicone) les valeurs des modules élastiques et coefficients de Poisson pourront être modifiées pour marquer les différences notables entre ces supports à savoir :

— l'élastomère dense a un module plus élevé que le matériau poreux,
— seul l'élastomère dense a un comportement quasi-incompressible (coefficient de Poisson imposé à $0,49$).

2.A.3. Interaction – contact

Dans le logiciel Abaqus, les propriétés du contact entre la balle et les substrats sont spécifiées de la manière suivante : une adhésion totale dans la direction normale et un comportement tangentiel régulé par un coefficient de frottement isotrope μ. Comme pour E_∞, les essais de compression de la balle en quasistatique et une modélisation EF complémentaire, qui sont détaillés plus tard (chapitre II.3.B.), ont été utilisés pour ajuster cette valeur à $\mu = 0,7$ dans le cas du substrat de verre. Concernant les substrats « mous », les valeurs seront affectées selon les données de la littérature et leur effet évalué de manière qualitative.

2.B. Profils d'énergie simulés

Les simulations sont réalisées de manière à ce que l'énergie totale introduite dans le système soit égale à l'énergie cinétique initiale de la balle. Dans le but de mieux comprendre les mécanismes agissant pendant le contact, les contributions à l'énergie totale prises en compte sont : l'énergie cinétique, l'énergie de déformation, la dissipation par frottement et la dissipation visqueuse. Des profils typiques de ces énergies sont présentés sur la Figure I.19 en fonction du temps, pour deux simulations à différentes vitesses incidentes normales. À tout moment t, la somme des énergies est égale à l'énergie cinétique initiale, $K_{c,i}$. Notons ici que les énergies cinétique et élastique sont des valeurs instantanées alors que les contributions du frottement et de la viscosité sont des pertes cumulées et donc intégrées dans le temps. Pendant le contact, l'énergie cinétique diminue jusqu'à 0 mJ au cours du rebond (l'énergie de déformation est alors proche du maximum).

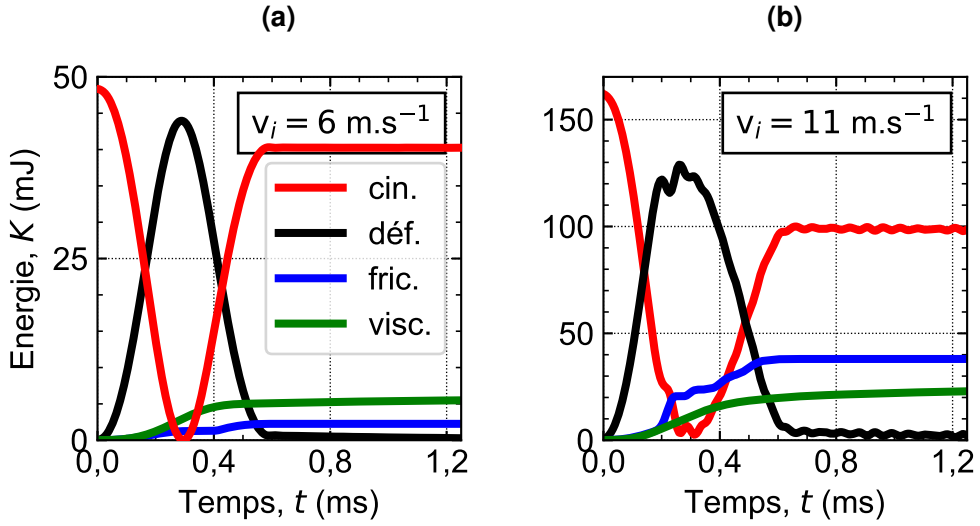

FIGURE I.19 – Différentes contributions énergétiques en fonction du temps t lors d'un impact normal simulé pour une vitesse incidente **(a)** $\mathrm{v}_i = 6$ m.s^{-1} et **(b)** $\mathrm{v}_i = 11$ m.s^{-1}. Il y a deux sources de dissipation d'énergie : la friction entre la balle et la surface en contact, et la perte d'énergie due à la relaxation du matériau de la coque qui a un comportement viscoélastique. À grande vitesse (b), on observe clairement les oscillations des énergies cinétique et de déformation associées à la vibration mécanique de la coque induite par l'impact.

Sur la base de ces profils énergétiques, le temps de contact τ et le coefficient de restitution ϵ_z peuvent être déterminés. D'une part, le temps de contact est évalué en suivant les temps de début et de fin de contact. Le début est donné par la première baisse d'énergie cinétique initiale, $K_{c,i}$. À la fin du contact, la dissipation du frottement atteint un maximum et reste constante par la suite. D'autre part, le coefficient de restitution linéaire est obtenu en prenant la racine carrée du rapport entre l'énergie cinétique de translation au moment du contact final et l'énergie cinétique initiale de la balle, $K_{c,i}$.

Notons qu'à la fin du contact, l'énergie de déformation ne s'annule pas totalement. Cela est bien plus visible à forte vitesse incidente (Figure I.19b) où l'énergie de déformation oscille à des valeurs positives, alors que la balle a déjà quitté la surface (friction constante). Ces vibrations, qui se propagent dans la coque de la balle, restent cependant faibles. Elles sont ensuite dissipées dans la viscosité du matériau. Cette contribution n'impacte pas nos résultats puisque nous considérons l'énergie de translation finale (pour remonter à la vitesse v_r), qui prend déjà en compte cette source de dissipation. En d'autres termes, l'énergie cinétique en sortie de rebond n'est qu'une moyenne de l'amplitude des oscillations.

En utilisant la simulation numérique, il sera possible d'analyser les contributions relatives des différents phénomènes qui influent sur les performances mesurées expérimentalement, tels que la cinétique de la balle et les propriétés du contact (durée et déformation de la balle). De plus, cette méthode permettra d'évaluer l'impact éventuel d'une variation isolée d'un paramètre géométrique et/ou matériau, en complément des nombreux modèles analytiques proposés tout au long de ce manuscrit. En somme, cette approche complémentaire de la simulation numérique permettra une analyse plus fine et plus complète des phénomènes étudiés.

3. Conclusion

De manière plus générale, nous avons tenté de montrer dans ce chapitre que les données sont mesurées avec une rigueur et une certaine qualité. Tous les systèmes de mesure ont été développés par nous-mêmes, ce qui nous permet d'avoir une maîtrise et un bon contrôle sur la mesure effectuée. Le principal dispositif expérimental pour l'étude du rebond de la balle a été présenté et permet entre autres de réaliser deux mesures distinctes depuis notre caméra. Une mesure de la vitesse et de la rotation de la balle ainsi qu'une détermination du profil de la coque de la balle, au contact. La simulation numérique EF du même rebond peut être effectuée pour comparer et appuyer les mesures expérimentales dans la compréhension du rebond.

CHAPITRE II.

Caractérisations du matériel

Sommaire

1. Premières caractérisations des raquettes dans leur ensemble **40**
   - 1.A. Présentation des raquettes 40
   - 1.B. Vitesse des raquettes 43
   - 1.C. Accroche des raquettes 44
   - 1.D. Configuration de jeu hypothétique – la rotation de front 48
   - 1.E. Résumé des premières données 49
2. Caractérisation des substrats mous **49**
   - 2.A. Couches de mousse 50
     - 2.A.1. Propriétés géométriques 50
     - 2.A.2. Réponse mécanique des mousses 52
     - 2.A.3. Indentation des mousses 54
   - 2.B. Couches de silicone transparent 58
   - 2.C. Surfaces à picots 58
   - 2.D. Résumé 58
3. Caractérisations des balles de tennis de table **59**
   - 3.A. Épaisseur des balles par tomographie 59
   - 3.B. Comportement mécanique de la balle 60
     - 3.B.1. Système de compression de la balle 61
     - 3.B.2. Résultat des compressions quasistatiques de la balle 62
     - 3.B.3. Correspondance avec la simulation numérique 64
   - 3.C. Propriétés viscoélastiques de la coque 65
   - 3.D. Vitesse de la balle lors d'un jeu 66
   - 3.E. Résumé 67
4. Conclusion **67**

Ce chapitre a pour but de présenter et caractériser les raquettes, la balle et les substrats utilisés sur notre dispositif expérimental, pour mieux préparer l'approche de notre étude et se fixer un cadre.

Comme nous l'avons vu dans l'état de l'art présenté dans l'introduction, il y a assez peu de contraintes sur le matériel et les matériaux à utiliser dans le tennis de table. Si nous regardons le site officiel de la Fédération Internationale de Tennis de Table (ITTF), nous listons plus de 1 600 revêtements et plus de 80 balles, de différentes marques, homologués pour la compétition. Ainsi, afin de ne pas trop se disperser, il est préférable de définir un cadre d'étude pour le rebond de la balle. Cela implique de choisir le matériel judicieusement, de le caractériser pour mieux le comprendre et pouvoir interpréter les résultats, et de choisir les paramètres et les configurations expérimentales du rebond. Nous souhaitons rester dans des conditions similaires au haut niveau et limiter l'étude à quelques cas judicieux.

Nous commencerons par caractériser des raquettes fournies par la FFH, des revêtements typiques de toutes sortes, beaucoup utilisés en compétition. Ce premier travail de dégrossissement va ensuite nous permettre d'identifier les paramètres pertinents du problème. Puis nous présenterons la balle et les substrats d'étude sélectionnés, ainsi que leurs propriétés, pour mieux comprendre comment ils se comportent individuellement. Ces données serviront également à implémenter le programme numérique développé pour modéliser le rebond.

1. Premières caractérisations des raquettes dans leur ensemble

Pour commencer à dégrossir le problème, nous allons passer en revue quelques raquettes fournies par la FFH et les tester sur des configurations simples du rebond. Nous avons demandé des revêtements aux propriétés hétérogènes, et dont les athlètes souhaitent mieux comprendre. L'objectif est ainsi double, nous poserons les bases des études qui suivront, tout en répondant de manière rapide aux premières interrogations des athlètes. Les premiers points qui ressortent des discussions sont :

— Les joueurs augmentent l'épaisseur de mousse sur leur raquette, pour gagner en vitesse. Ce sentiment est unanime.

— Les joueurs handisport, notamment, utilisent des picots externes sur leurs raquettes pour moins subir l'effet de la balle, et donc mieux la retourner. C'est un jeu principalement défensif.

Nous allons donc caractériser un revêtement entre son aptitude à donner de la vitesse à la balle et son aptitude à donner de la rotation (ou ne pas en subir). Pour cela, nous allons distinguer 3 configurations présentées sur les schémas de la Figure II.1. La vitesse des raquettes est évaluée sur la première situation, en incidence normale, où la balle a simplement une vitesse linéaire incidente $v_{z,i}$ et nous mesurons la restitution de la vitesse. Sur la seconde configuration, l'effet donné à la balle est évalué en mesurant la vitesse de rotation $\omega_{x,r}$ induite par l'inclinaison de la surface à 45°. Enfin, le dernier cas consiste à évaluer la rotation idéalisée de la balle autour de son axe vertical, $\omega_{z,r}$, ce qui permet d'explorer et de comprendre une particularité physique du rebond de la balle. Comme nous le verrons dans les caractérisations de la balle (partie 3.D.), sa vitesse linéaire dans un match va jusqu'à 13 $m.s^{-1}$ environ, pour des athlètes en handisport jouant en fauteuil. Nous allons donc d'abord fixer une vitesse d'étude de la balle dans cette plage.

1.A. Présentation des raquettes

Les différentes raquettes fournies par la FFH sont énumérées dans le Tableau II.1. Ce sont des revêtements et des bois couramment utilisés dans le tennis de table, pour la compétition en handisport. Les caractérisations que nous allons mener permettront donc de mieux comprendre le matériel utilisé par nos athlètes français. Mais pour avoir un bon contrôle sur le jeu, il faut également bien comprendre le matériel utilisé par ses adversaires. Ainsi, les revêtements 2*n* sont utilisés par certains joueurs chinois, ou encore le 3*r* est courant chez les athlètes coréens, d'après le DTN.

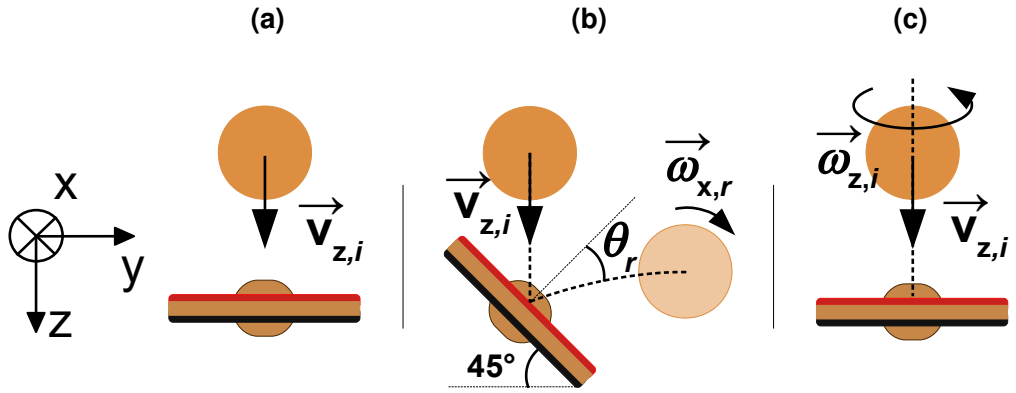

FIGURE II.1 – Schémas des différentes configurations utilisées pour caractériser les raquettes de tennis de table. **(a)** La première situation permet de distinguer l'aptitude de la raquette à transmettre de la vitesse à la balle. **(b)** La seconde, l'aptitude de la raquette à donner de la rotation. **(c)** La dernière configuration est moins rencontrée en jeu, mais intéressante d'un point de vue de la compréhension de la physique.

Raquette		Revêtement	Bois	Désignation bois
1	$1r$	Tibhar – Grass D. TecS	Cornilleau – Gatien Crown All+	Bois test
	$1n$	Cornilleau – Drive Speed		
2	$2r$	Tibhar – Grass D. TecS	Cornilleau – Aero All+	Bois rapide
	$2n$	Dawei – 388D-1		
3	$3r$	Giant Dragon – Dragon Talon	Cornilleau – Aero Off-	Bois très rapide
	$3n$	Dr Neubauer – Diamant		
4	$4r$	Tibhar – Ellen Def	Stiga – Allround Classic Carbon	Bois très courant
	$4n$	Giant Dragon – Dragon Talon		
5	$5r$	Cornilleau – Drive Speed	Cornilleau – Gatien Crown All+	Bois test
	$5n$	Butterfly – Flarestorm 2		
6	$6r$	TSP – Curl P-1R	Tibhar – Balsa Allround 50	Bois très léger
	$6n$	TSP – Curl P-1R		

TABLEAU II.1 – Différentes raquettes fournies pas la FFH. Chaque raquette présente deux revêtements, rouge et noir, de marques et propriétés différentes. Le bois, sur lequel sont collés les revêtements de part et d'autre, varie également et est choisi rigoureusement dans l'assemblage d'une raquette.

Nous remarquons que certains revêtements sont identiques et peuvent différer seulement par la couleur, ce qui n'a aucune conséquence sur les propriétés techniques du revêtement. Très peu d'informations sont disponibles chez les fabricants, sur les revêtements qu'ils commercialisent. Nous pouvons connaître l'épaisseur de mousse disponible avec le revêtement, et au mieux le diamètre des picots et/ou leur hauteur, sans aucune idée sur la précision de ces données. Nous avons donc mesuré les propriétés géométriques de chacun des revêtements, dans les mêmes conditions, au pied à coulisse, avec une précision de ($\pm 0,05$ mm). Les caractéristiques mesurées sont présentées dans le Tableau II.2 ci-après. En particulier, nous affichons la géométrie des picots assimilés à des cylindres pleins (longueur L_p et diamètre D_p), leur densité de surface sur la surface de la raquette, d_p, et l'épaisseur de la couche de mousse en dessous, e_m. On différenciera les revêtements à picots tournés vers l'extérieur (longs, mi-longs et courts) selon la désignation des fabricants. Les revêtements dit « backside » sont lisses et les picots sont tournés vers l'intérieur et donc collés à la couche de mousse.

Raquette		Type de revêtement	Longu. picots L_p (mm)	Diam. picots D_p (mm)	Densité picots d_p	Mousse e_m (mm)
1	$1r$	Picots longs	1,5	1,65	0,23	1,2
	$1n$	Backside (adhérent)	0,8 (interne)	1,50	0,35	1,9
2	$2r$	Picots longs	1,5	1,65	0,23	0
	$2n$	Picots longs	1,6	1,45	0,26	0,6
3	$3r$	Picots longs	1,8	1,60	0,25	0
	$3n$	Picots mi-longs	1,2	2,00	0,40	1,3
4	$4r$	Test (non adhérent)	0,8 (interne)	1,35	0,30	1,9
	$4n$	Picots longs	1,8	1,60	0,25	1,0
5	$5r$	Backside (adhérent)	0,8 (interne)	1,50	0,35	1,9
	$5n$	Picots courts	0,9	2,15	0,39	2,2
6	$6r$	Picots longs	1,6	1,50	0,27	0
	$6n$	Picots longs	1,6	1,50	0,27	0,5

TABLEAU II.2 – Caractéristiques géométriques mesurées sur les différentes raquettes. Chaque revêtement est constitué soit de picots extérieurs, soit de picots tournés vers l'intérieur (backside) et donc une surface lisse à l'extérieur. Le code couleur est celui utilisé dans les points de mesures présentés ci-après.

La densité des picots, d_p, correspond au rapport de la surface occupée par les picots sur la surface totale disponible sur la raquette. La surface des picots S_p s'écrit comme la surface d'un disque :

$$S_p = \frac{\pi D_p^2}{4}. \tag{II.1}$$

Sur tous les revêtements à disposition, les picots sont selon un arrangement hexagonal et donc les proches voisins sont espacés d'une distance de centre à centre constante, notée r_p. La surface du triangle équilatéral élémentaire constitutif de l'hexagone et contenant de fait la moitié d'un picot, s'écrit :

$$S_r = \frac{\sqrt{3}}{4} r_p^2. \tag{II.2}$$

Finalement, la densité de picots correspond au rapport :

$$d_p = \frac{S_p}{2\,S_r} = \frac{\pi}{2\sqrt{3}} \left(\frac{D_p}{r_p}\right)^2. \tag{II.3}$$

Les picots avec la même densité d_p correspondent simplement aux surfaces extérieures identiques du Tableau II.1, avec des épaisseurs de mousse, e_m, pouvant différer. Nous porterons une attention particulière au revêtement test $4r$ (avec des picots internes donc backside) qui est vendu comme étant « anti-topspin », ce qui lui vaut d'être insensible aux rotations. Au contraire, les revêtements adhérents (également backside) sont des revêtements classiques pour un jeu offensif.

La raquette est maintenue grâce à un étau à serrage manuel. Une illustration est donnée sur la Figure II.2. Cet étau est relié à une liaison pivot afin de pouvoir incliner la raquette dans la position voulue, pour les différentes caractérisations qui vont suivre.

(a) **(b)**

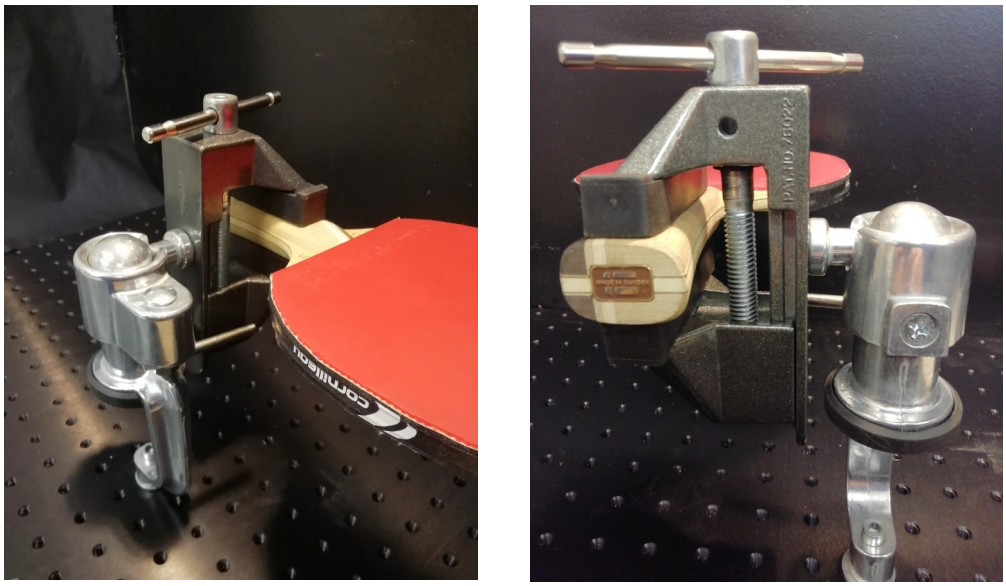

FIGURE II.2 – Images du système de maintien de la raquette selon deux points de vue. **(b)** Le manche de la raquette est maintenu par un étau à serrage manuel. **(a)** Cet étau est relié à une liaison pivot pour imposer un angle d'inclinaison à la raquette.

1.B. Vitesse des raquettes

La première caractérisation consiste en un impact normal de la balle sur la raquette. En particulier, la balle arrive verticalement selon $\vec{z}$ sur une raquette parfaitement horizontale, lancée par notre percuteur de balle (présentation en I.1.A.1.) à une vitesse $v_{z,i}$ choisie autour de 11 m.s^{-1} (schéma II.1a).

Une des caractéristiques importantes d'une raquette est son aptitude à renvoyer une grande vitesse de translation à la balle de tennis de table. Il y a plusieurs façons de la caractériser, nous choisissons ici la manière la plus directe : nous mesurons la vitesse de la balle après un choc frontal. Les trajectoires incidentes et réfléchies sont filmées avec notre caméra rapide réglée à 2 997 fps, ce qui nous permet de mesurer précisément les vitesses $v_{z,i}$ avant et $v_{z,r}$ après le rebond (voir protocole en I.1.B.1.). Nous introduisons un coefficient de restitution linéaire ε_z pour caractériser la perte de vitesse de la balle,

$$\varepsilon_z \equiv -\frac{v_{z,r}}{v_{z,i}}. \tag{II.4}$$

Dans cette configuration, en tenant compte du dispositif expérimental décrit, ε_z est un paramètre sans dimension avec des valeurs bornées, comprises entre 0 (la balle est arrêtée) et 1 (la balle rebondit sans perte d'énergie et donc de vitesse).

Pour une configuration donnée, chaque résultat est moyenné sur 3 lancers consécutifs afin d'obtenir une estimation des barres d'erreur de mesure. Les raquettes 1 et 2 ont subi 3 séries de 3 lancers, sur des jours différents, en faisant attention à bien recommencer toute la manipulation de mise en place de la raquette, afin de s'assurer de ne pas inclure de facteur humain et/ou météorologique dans la mesure. Une accélération de gravité de $g = 9,81$ m.s^{-2} est prise en compte dans l'interpolation des trajectoires de la balle, pour mesurer ensuite la vitesse, comme expliqué dans la partie I.1.B.1.c.

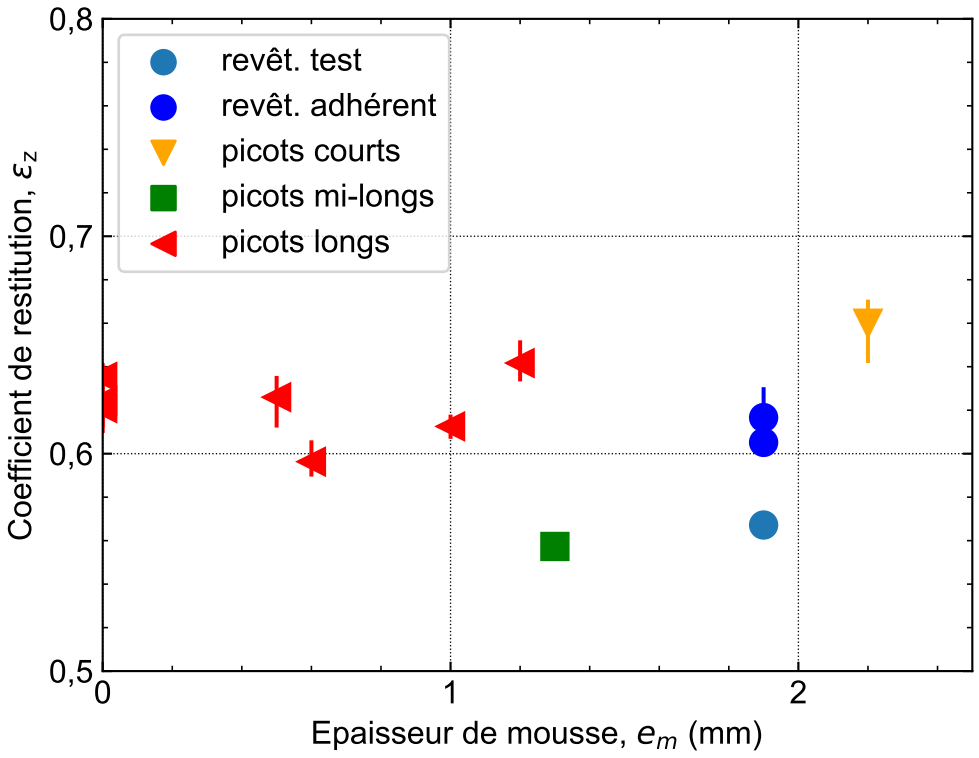

FIGURE II.3 – Coefficient de restitution de la vitesse normale de la balle, ε_z, en fonction de l'épaisseur de mousse, e_m, pour différents revêtements de raquettes dans leur ensemble. Aucune tendance ne semble se dégager [$v_{z,i} = (11,7 \pm 1,5)$ m.s^{-1}].

Dans la Figure II.3, nous reportons le coefficient de restitution en vitesse de la balle, pour chaque revêtement du Tableau II.2, en fonction de l'épaisseur de mousse. La valeur de ε_z présente une plage allant de $0,56$ à $0,66$. Certains revêtements se distinguent par des valeurs plus éloignées. Par exemple le revêtement $3n$ doté de picots mi-longs, affiche une valeur relativement faible de ε_z, tandis que les picots courts sur une autre raquette génèrent une vitesse supérieure. Il est cependant compliqué de voir une tendance se dégager avec l'épaisseur des couches de mousse. Les variations des valeurs autour de $0,6$ semblent plus dues aux différences de matériau ou peut-être de géométrie : les picots courts, par exemple, ont une base en cône tronqué, c'est-à-dire plus large, ce qui peut expliquer la meilleure restitution observée. Le ressenti des athlètes d'une meilleure restitution de vitesse n'est donc pas vérifié ici, l'influence de l'épaisseur de mousse n'est pas systématique. Regardons si de plus grosses différences sont observées dans d'autres configurations.

1.C. Accroche des raquettes

Nous présentons dans cette section une autre configuration du rebond visant à caractériser l'aptitude de la raquette à donner de la rotation à la balle. La balle arrive verticalement selon $\vec{z}$, sans rotation incidente, sur la raquette inclinée à 45°, un angle choisi arbitrairement (schéma II.1b). La balle se met donc en rotation par le couple exercé par la force au contact lors du choc, cette force étant décalée par rapport au centre de masse de la balle. Les propriétés du contact entre la balle et la raquette vont donc déterminer sa vitesse de rotation ainsi que l'angle avec lequel elle va rebondir.

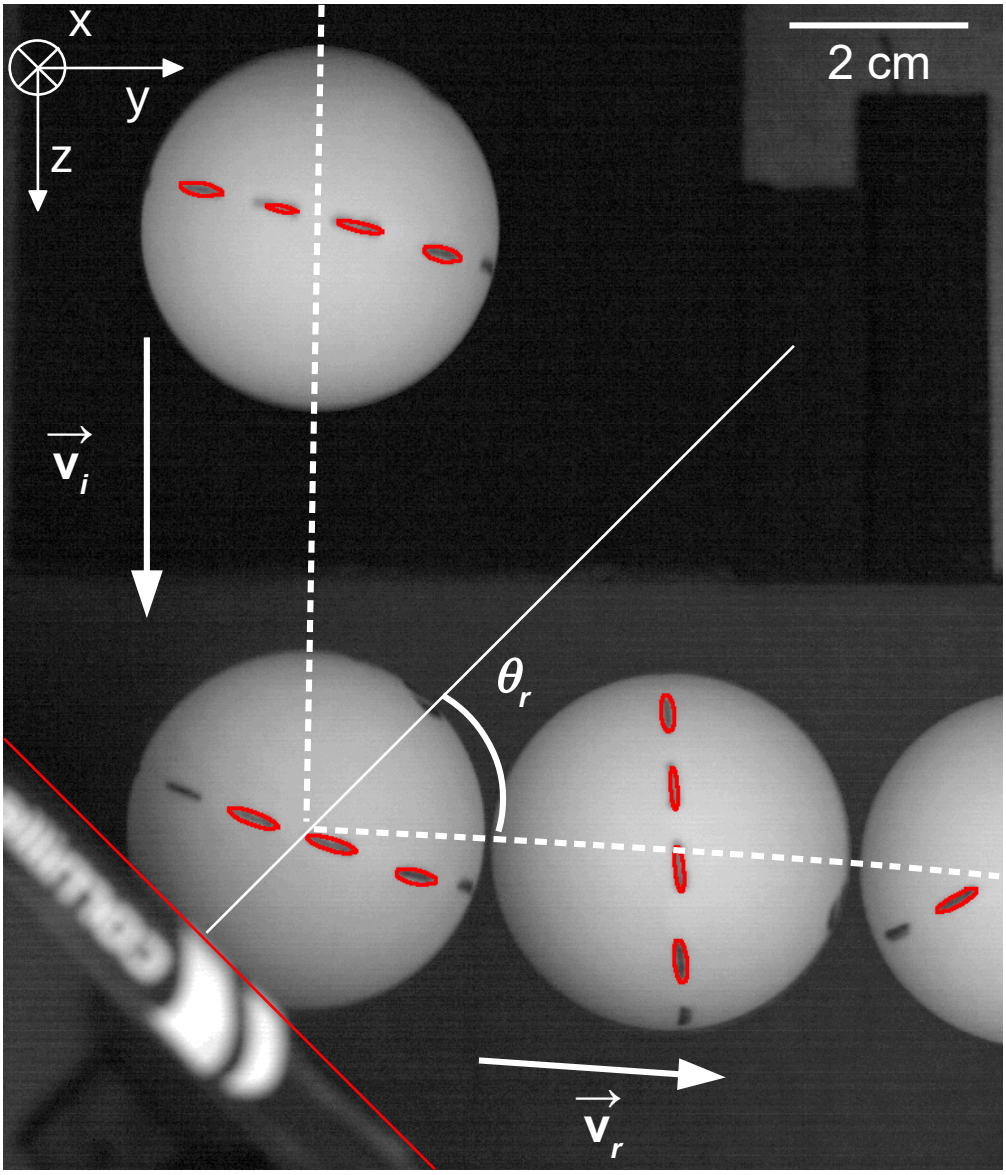

FIGURE II.4 – Superposition de 4 images de la balle, lors d'un impact sur le revêtement $2n$ incliné à $45°$. Seulement 1 image sur 18 est affichée, séparées de $7,11$ ms. Les marques rouges représentent la détection faite de l'équateur, pour mesurer la vitesse de rotation de la balle normale au plan après le rebond, $\omega_{x,r}$ ($v_i = 9,5$ m.s^{-1}, $\omega_{x,r} = 170$ rad.s^{-1}, $\theta_r = 48°$).

Les trajectoires incidentes et réfléchies de la balle sont filmées avec notre caméra rapide réglée à 2 531 fps, ce qui nous permet d'élargir la fenêtre et de déterminer précisément la vitesse et l'angle de rebond θ_r en considérant la gravité g (comme illustré sur l'image II.4). La vitesse de rotation de la balle est mesurée en détectant la ligne pointillée de l'équateur (tout le protocole est disponible en I.1.B.1.b.).

Sur la Figure II.5 nous traçons la vitesse de rotation de la balle mesurée, normalisée par sa vitesse linéaire incidente. Le lanceur de balles montre en effet une variabilité [$v_i = (11,6 \pm 1,3)$ m.s^{-1}], nous normalisons donc pour pouvoir comparer les mesures entre elles.

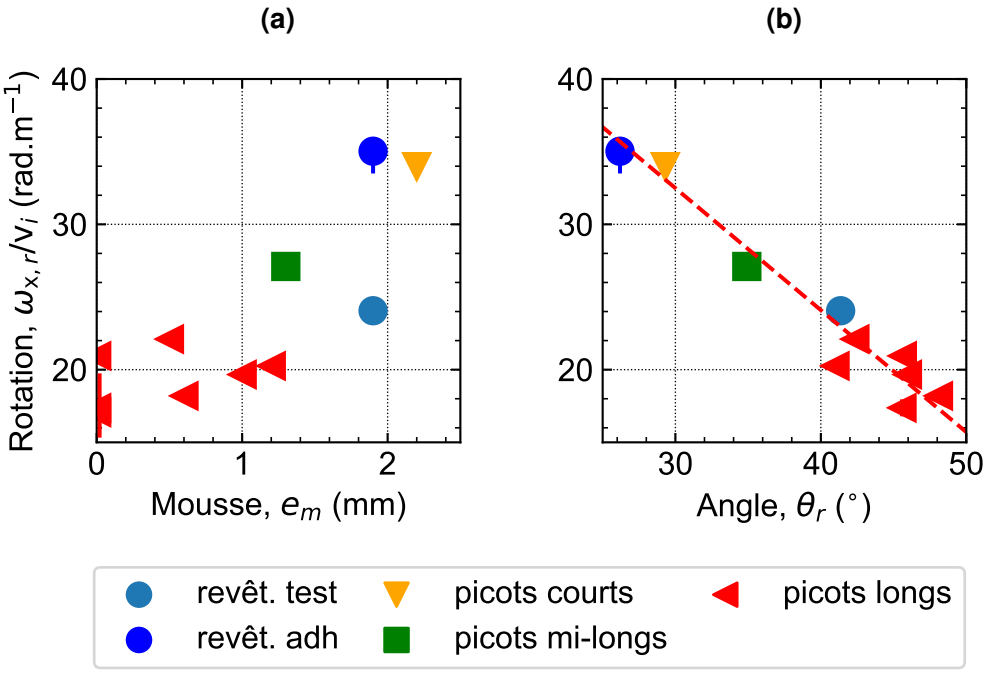

FIGURE II.5 – Vitesse de rotation de la balle normalisée par sa vitesse incidente en fonction de **(a)** l'épaisseur de mousse e_m et **(b)** l'angle de rebond de la balle par rapport à la normale à la raquette, θ_r, La vitesse de rotation montre une dépendance directe avec l'épaisseur de mousse présente sur la raquette et est inversement proportionnelle à l'angle de rebond de la balle $[v_i = (11,6 \pm 1,3)$ m.s^{-1}, $\theta_i = 45°]$.

Sur la Figure II.5a, on note une nette dépendance croissante de la vitesse de rotation de la balle avec l'épaisseur de mousse e_m du revêtement. On peut penser que la balle s'enfonce alors plus dans la raquette, qu'elle accroche plus, ce qui la fait tourner. Le type de revêtement va également avoir un rôle dans la rotation. Il y a une forte différence entre les deux revêtements backside (ronds bleus) qui ont la même épaisseur de mousse. Celui adhérent donne plus de rotation, pour un jeu plus offensif, ce qui nous fait penser que la friction avec la surface de la balle va jouer un rôle important. On retrouve le caractère « anti-topspin » du revêtement test, qui minimise la quantité de rotation donnée par l'épaisseur de mousse. Enfin, il faut noter que les raquettes qui donnent le plus de rotation (revêtements adhérents et picots courts) ont également un alignement vertical de leurs picots, c'est-à-dire que la distance la plus courte séparant deux picots voisins se fait dans la longueur de la raquette (Figure II.6b).

Sur la Figure II.5b, on remarque le lien entre l'angle de rebond θ_r et la vitesse de rotation, de dépendance contraire. Les trajectoires des balles qui tournent beaucoup vont se cabrer lors du rebond. Au contraire, sur les surfaces à picots longs (triangles rouges), la balle rebondit symétriquement à environ 45°. Dans certains cas, la balle rebondit même avec un angle supérieur à son angle incident de 45°, ce qui nous fait penser que la balle glisse pendant le contact.

Toutes les mesures qui ont été présentées jusque-là ont été réalisées à une vitesse incidente de la balle $v_i \approx 11,6$ m.s^{-1}. Comme nous l'avons fait remarquer plus haut, plus la balle arrive rapidement, plus elle acquiert de la rotation. Afin de rendre compte de cette dépendance, nous avons effectué des essais à plusieurs vitesses incidentes v_i, pour un revêtement backside ($1n$) qui accroche beaucoup la balle et un revêtement à picots externes ($2n$). L'évolution de la vitesse de rotation pour ces deux surfaces est tracée sur la Figure II.7 en fonction de v_i. Le revêtement $1n$ montre une dépendance linéaire tandis que l'augmentation sur des picots longs semble progressive. Il faudra vérifier plus précisément l'effet de la vitesse incidente dans les prochaines études, tout autant que l'influence de l'angle incident θ_i, qui n'a pas été explorée ici.



FIGURE II.6 – Images de deux alignements de picots différents. **(a)** Le revêtement $2r$ présente un alignement horizontal de ses picots externes les plus proches. **(b)** Le revêtement $5n$ a un alignement vertical, perpendiculaire à la direction incidente de la balle dans la configuration de l'étude.

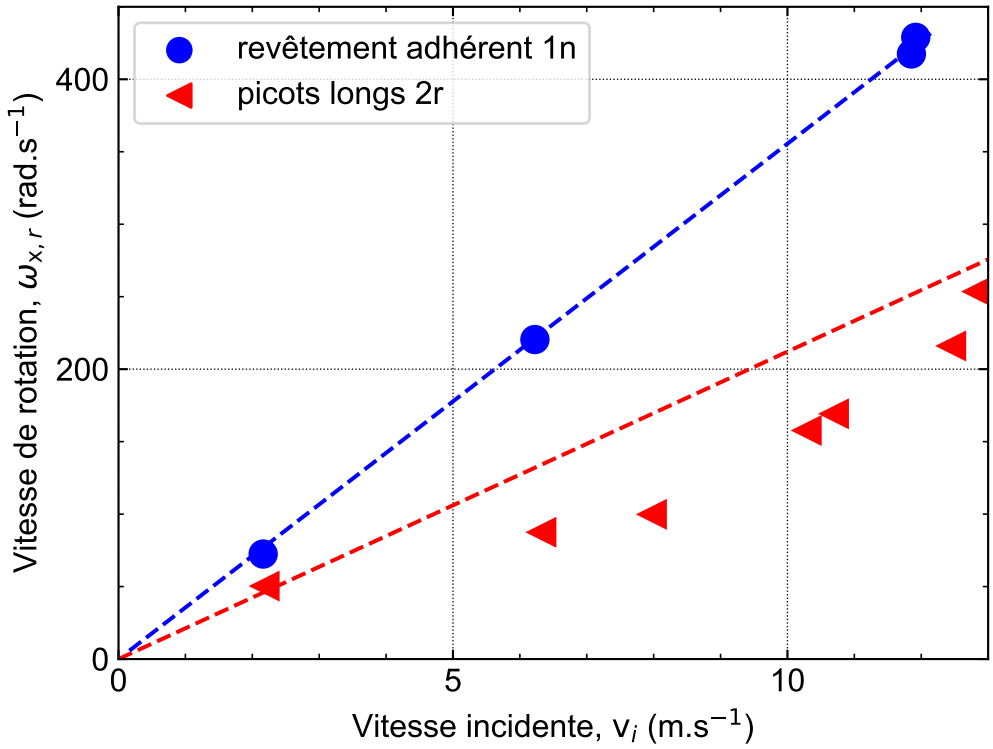

FIGURE II.7 – Vitesse de rotation de la balle après le rebond, $\omega_{x,r}$, en fonction de sa vitesse incidente v_i, pour deux revêtements différents. La rotation n'augmente pas de façon linéaire avec la vitesse incidente sur la surface présentant des picots ($\theta_i = 45°$).

Pour conclure, cette nouvelle configuration d'essai, avec les revêtements inclinés de 45° par rapport à la trajectoire de la balle incidente, a permis de mieux rendre compte de la rotation de la balle de tennis de table. Pour des vitesses incidentes d'environ $11,6$ m.s^{-1}, la balle atteint des vitesses de rotation jusqu'à 400 rad.s^{-1} sur les revêtements les plus adhérents, le double de ce qui est atteint sur des surfaces à picots longs. La quantité de rotation est donc grandement dépendante du revêtement et en particulier, de l'épaisseur de mousse présente sur la raquette. L'angle de rebond semble aussi directement lié à

cette vitesse de rotation, avec une trajectoire de la balle qui se cabre lorsqu'elle tourne fortement. Enfin, des dernières mesures préliminaires indiquent que la vitesse incidente est également un facteur à considérer, avec des dépendances pas forcément linéaires sur la vitesse de rotation, notamment dans le cas des picots externes.

1.D. Configuration de jeu hypothétique – la rotation de front

Dans cette dernière sous-partie, nous étudions une configuration particulière du rebond de la balle, non réalisable d'un point de vue pratique lors d'un match de tennis de table, mais qui interroge d'un point de vue purement physique. On verra qu'une rotation partielle autour du vecteur de vitesse linéaire s'intègre dans le cadre général du rebond.

Pour cette nouvelle configuration, la balle arrive verticalement selon $\vec{z}$ sur la raquette horizontale, lancée par notre percuteur de balle à une vitesse linéaire $v_{z,i}$ et une vitesse de rotation autour de la verticale, $\omega_{z,i}$. La balle s'écrase sur la surface lors de l'impact normal, ce qui va réduire sa vitesse de rotation, du fait du frottement. Elle rebondit alors à la verticale, car aucune force ne vient la dévier de sa trajectoire incidente (schéma II.1c). Les vitesses linéaires de la balle avant et après le rebond sont mesurées dans les mêmes conditions que la première configuration d'un impact normal (partie 1.B.). Nous présentons des résultats succincts et seulement un lancer a été réalisé sur chaque revêtement. La rotation de la balle autour de $\vec{z}$ est mesurée en s'aidant des marques sur l'équateur comme présenté dans le protocole disponible en I.1.B.1.b.

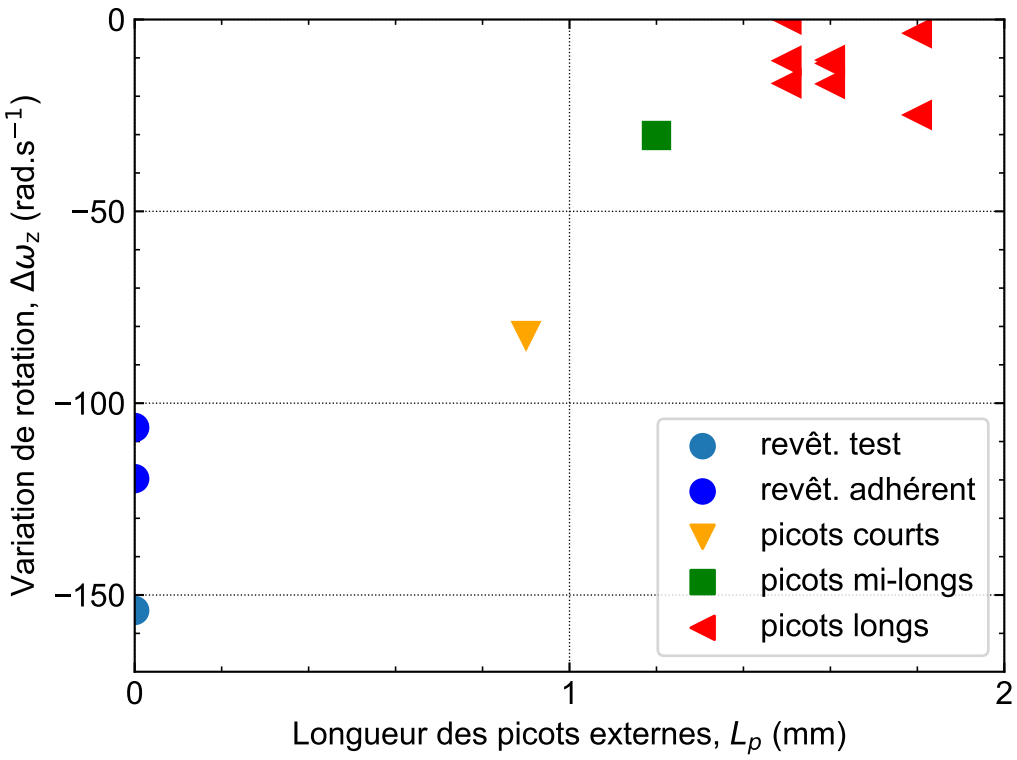

FIGURE II.8 – Perte de la vitesse de rotation de la balle autour de la verticale z, lorsqu'elle impacte normalement des revêtements dont la longueur des picots externes L_p varie. Cette longueur L_p est fixée à 0 mm pour les revêtements lisses, « backside », dont les picots sont tournés vers l'intérieur. Les longs picots ne montrent presque aucune perte de rotation de la balle $[v_i = (11,1 \pm 0,8)$ m.s^{-1}, $\omega_{z,i} = (308 \pm 23)$ rad.s$^{-1}]$.

Sur la Figure II.8, nous représentons la perte de vitesse de rotation $\Delta\omega_z$ en fonction de la longueur des picots tournés vers l'extérieur L_p. Les revêtements sans picots externes montrent les plus grandes pertes de vitesse angulaire ω_z et au contraire, les picots longs (en rouge) ne freinent pas cette composante. Il y a donc un lien direct entre les revêtements qui vont donner beaucoup de rotation en incidence oblique (configuration à 45°, partie 1.C.) et ceux qui vont le plus freiner cette autre composante de la rotation de la balle. Nous notons, par ailleurs, que le revêtement test, dit insensible aux rotations, ne l'est pas vraiment dans ce cas spécifique.

Il manque de points de mesures pour affirmer que la longueur de picots L_p est responsable de cette tendance croissante de $\Delta\omega_z$. Cependant, le contact entre la balle et la surface de la raquette joue un rôle indéniable dans la perte de vitesse de rotation selon $\vec{z}$. Il est étonnant que les longs picots ne montrent presque aucune variation. Le temps de contact est limité à environ 600 μs, pendant lequel la balle a le temps de parcourir environ 10°. Cette variation angulaire, appliquée au contact restreint entre la balle et le substrat, ne permet peut-être pas un cisaillement suffisant des picots longs dans une direction orthoradiale. Cette dernière configuration montre donc des résultats attrayants à exploiter, qui peuvent être poursuivis lors d'une étude plus approfondie, pour une meilleure compréhension générale de la physique du rebond au tennis de table.

1.E. Résumé des premières données

En conclusion de cette partie, ce premier travail de caractérisation nous a permis de mieux appréhender le problème du rebond de la balle sur la raquette. Bien que les conclusions ne soient pas toujours très claires, nous savons vers quoi orienter nos études pour répondre aux fédérations de tennis de table. De nombreux paramètres sont susceptibles d'influencer les deux principales qualités recherchées d'une raquette, la vitesse et la rotation données à la balle. Celle qui ressort principalement est l'épaisseur de mousse qui ne semble pas trop influencer la vitesse de la balle mais augmente fortement sa rotation. La configuration expérimentale qui soulève le plus de questionnements, est celle d'une incidence oblique qui peut également s'appliquer au rebond sur une table de tennis de table. L'angle d'incidence de la surface semble avoir une influence différente à la vitesse linéaire initiale de la balle. Ces deux variables seront donc à ajuster séparément. Enfin, bien que moins évident, la géométrie des revêtements semble avoir un effet non négligeable sur le rebond de la balle. Les surfaces sont anisotropes, avec un alignement des picots qui a une conséquence selon l'orientation du rebond, ce qu'il faudra ainsi faire attention à bien distinguer.

En tant qu'axe d'amélioration, il serait intéressant de prendre en considération le système de fixation de la raquette, qui actuellement ne représente pas fidèlement une main et dont le réglage de serrage pourrait être amélioré pour gagner en termes de répétabilité. Nous pouvons utiliser des manchons pneumatiques destinés à saisir des bouteilles dans l'industrie [11]. L'avantage est de pouvoir imposer une pression constante à la manière de ce que fait une main. Mais finalement, ces résultats seulement préliminaires, nous font comprendre que la raquette doit être séparée en couches distinctes, si nous voulons comprendre de manière plus approfondie le rôle de chacune d'elles sur le rebond de la balle. En particulier, comprendre les différences entre des substrats en élastomère poreux (mousse du marché) ou dense (silicone).

2. Caractérisation des substrats mous

Dans cette partie, nous procédons à la caractérisation des propriétés géométriques, micro-structurales et mécaniques des surfaces molles étudiées dans le chapitre IV. Il s'agit plus précisément des couches de mousses des raquettes ainsi que des substrats en silicone transparent.

Ces deux polymères ont des propriétés différentes. Principalement, et comme évoqué précédemment, les densités, module et coefficient de Poisson (pour le seul comportement élastique aux petites déformations) du silicone dense devraient être plus élevés que ceux de la mousse (ce qui est rigoureusement valide si les mousses étaient obtenues à partir du même matériau constitutif). Nous pouvons donc penser qu'ils se comporteront différemment lors de l'impact de la balle sur la raquette qui est un empilement des deux couches. Pour les matériaux utilisés, il serait possible de jouer sur leurs propriétés en modifiant par exemple leur masse volumique, leur densité de réticulation ou ne serait-ce que leur géométrie finale. Nous n'allons néanmoins pas chercher à caractériser toutes ces variantes, et nous nous limiterons à considérer ces deux seuls matériaux dont le comportement est représentatif d'élastomères denses et poreux. Ceci étant dit, nous porterons une attention particulière à l'épaisseur des substrats qui, nous l'avons vu, modifie la rotation de la balle et doit donc être connue de façon précise. Aussi, des essais de traction/compression des mousses seront réalisés, pour déterminer par exemple un module élastique à implémenter dans le modèle numérique. Enfin, très rapidement, les dimensions des surfaces à picots, testées de façon préliminaire, seront exposées.

2.A. Couches de mousse

Les échantillons de mousses que nous avons caractérisés nous ont été fournies par la FFH, venant d'un marché étranger asiatique. Il est, en effet, compliqué de se procurer des mousses de raquette seules auprès des marques courantes, ce matériau étant souvent dépendant du caoutchouc et donc l'ensemble est imposé par le fabricant. Seule l'épaisseur peut être choisie différente selon des graduations, définies par le constructeur, encore une fois.

Les 6 épaisseurs de mousses à disposition proviennent de la même marque (Blütenkirsche) dont très peu d'informations sont disponibles si ce n'est une épaisseur théorique de la plaque. Par la suite, les différents échantillons seront numérotés de la mousse la plus fine à la mousse la plus épaisse (de 1 à 5). Nous pouvons supposer qu'il s'agit du même matériau, le modèle et le packaging étant identiques. Cependant, visuellement, nous observons une variation de teinte d'une épaisseur à l'autre, ainsi que différentes sensations au toucher. Nous allons donc caractériser ces substrats pour avoir un meilleur contrôle du système que l'on va étudier. Le fait d'avoir des mousses destinées à des revêtements de raquette est essentiel si nous voulons en tirer des conclusions pertinentes en lien avec le ressenti des athlètes.

2.A.1. Propriétés géométriques

a. Porosités

Les mousses sont des matériaux avec une structure poreuse venant de leur processus de fabrication [51]. Nous allons évaluer les dimensions des pores présents dans le matériau, car ils peuvent avoir un impact sur sa réponse mécanique. Pour cela, nous allons les mesurer au Microscope Électronique à Balayage (MEB), qui utilise un faisceau d'électrons pour visualiser des échantillons à haute résolution.

Nous présentons une image typique obtenue au MEB, sur la Figure II.9. À l'observation de ces clichés, il semble que la mousse étudiée soit constituée de pores fermés. Pour remonter à une taille de pores moyenne sur une telle image, nous comptons le nombre de cavités rencontrées le long d'une ligne verticale (selon l'épaisseur de la mousse), que nous divisons à l'épaisseur totale. Nous répétons l'opération sur trois verticales différentes. Les mesures moyennes des 5 échantillons sont répertoriées dans le Tableau II.3. Il y a une grosse incertitude de $\pm 50\,\mu$m sur la taille des porosités, nous le voyons d'ailleurs sur l'image avec des grandes différences de diamètres. Le diamètre des pores calculé est minimisé, puisque rien ne nous dit que les pores sont coupés en leur centre. Cependant, la valeur nous importe peu, nous souhaitons seulement comparer les valeurs mesurées entre chaque échantillon, selon

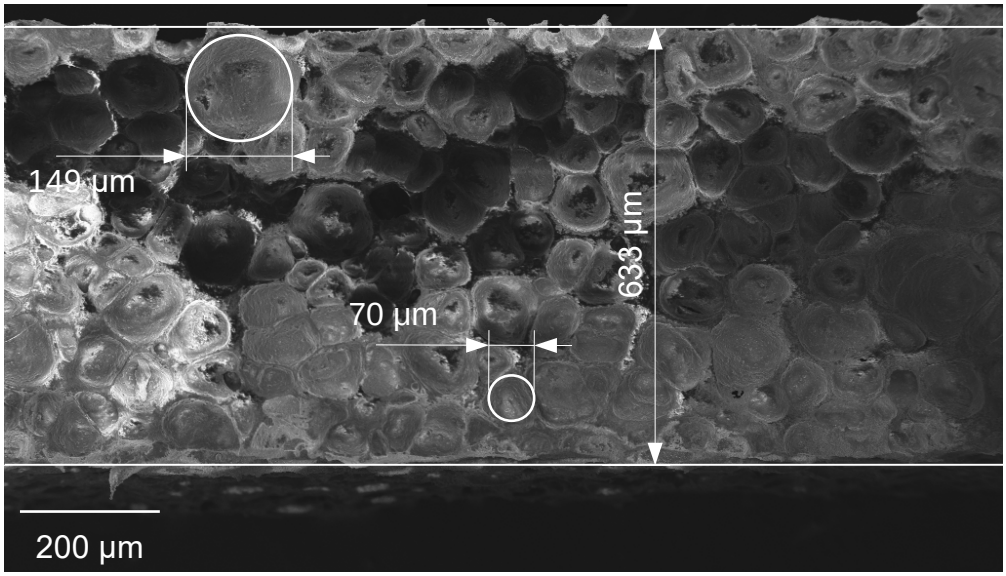

FIGURE II.9 – Images au MEB d'une coupe transversale de l'échantillon de mousse 2 (tension d'accélération $3,0$ kV, distance de travail $9,0$ mm).

Échantillon de mousse	1	2	3	4	5
Épaisseur théorique (mm)	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2
Épaisseur MEB ($\pm$0,02 mm)	0,40	0,63	0,90	0,85	1,25
Taille de porosités ($\pm 50\,\mu$m)	100	100	80	90	90

TABLEAU II.3 – Épaisseurs et tailles des pores des échantillons en mousse mesurées par microscopie électronique à balayage.

la même technique. Ainsi, on peut en conclure que les pores sont relativement similaires pour toutes les épaisseurs de mousse, avec certaines cavités pouvant atteindre un diamètre de 150 μm.

b. Épaisseur

L'épaisseur des mousses est mesurée sur les mêmes images de MEB, et reportée dans le Tableau II.3. Cependant, nous avons vu que certains échantillons montrent de grosses irrégularités dans leur épaisseur. Ainsi, une simple mesure par microscopie (très locale) n'est pas assez représentative du substrat global. Nous complétons donc ces données avec des mesures faites à la main avec un palpeur à déplacement linéaire. Certes, l'évaluation est moins précise, mais elle est non destructive et donc obtenue directement sur les substrats des études expérimentales (Tableau II.4).

Substrat de mousse	$m1$	$m2$	$m3$	$m4$	$m5$
Épaisseur palpeur (mm)	$0,37 \pm 0,04$	$0,64 \pm 0,04$	$0,88 \pm 0,03$	$0,82 \pm 0,05$	$1,21 \pm 0,02$

TABLEAU II.4 – Épaisseurs des substrats en mousse utilisés lors de l'étude, mesurées avec un palpeur à déplacement linéaire vertical.

Les résultats affichés sont une moyenne de 9 différentes zones sur chaque substrat (4 cm $\times$ 4 cm). Les mousses montrent une petite inhomogénéité, sur laquelle il faudra faire attention dans l'analyse de nos résultats, notamment le substrat $m1$ (le plus fin) qui a une variation relative de l'ordre de 10 %. L'épaisseur semblant varier d'un endroit à l'autre de la plaque initiale, nous la recalculerons pour les échantillons des tests de traction.

2.A.2. Réponse mécanique des mousses

Des tests de traction ont été effectués sur les 5 mousses de différentes épaisseurs. Des échantillons de taille standard ont été réalisés à l'emporte-pièce (géométrie des éprouvettes en Figure II.10). 3 échantillons ont été prélevés sur chaque épaisseur de mousse, 2 selon une même orientation (X-1 et X-2), pour évaluer la validité de l'expérience, puis un dernier échantillon selon une orientation transversale (Y-1), afin de vérifier si la mousse a un comportement isotrope dans le plan du feuillet.

a. Densité des mousses

Comme expliqué auparavant, les mousses n'ont pas une épaisseur homogène selon l'endroit considéré sur la plaque, et donc chaque éprouvette découpée est mesurée au pied à coulisse et pesée. Les résultats sont donnés dans le Tableau II.5. L'épaisseur correspond à celle sur la zone de mesure (autrement appelée zone utile) comme il est montré en bleu sur la Figure II.10.

Mousse	Éprouvette	Épaisseur $(\pm 0,02)$ mm	Masse $(\pm 0,001)$ g	Densité (± 25) kg.m^{-3}
1	1X-1	0,55	0,184	531
	1X-2	0,39	0,131	522
	1Y-1	0,42	0,141	530
2	2X-1	0,56	0,196	552
	2X-2	0,56	0,189	530
	2Y-1	0,53	0,176	528
3	3X-1	0,85	0,394	729
	3X-2	0,87	0,400	724
	3Y-1	0,87	0,406	733
4	4X-1	0,95	0,407	676
	4X-2	0,84	0,398	747
	4Y-1	0,87	0,421	762
5	5X-1	1,19	0,393	520
	5X-2	1,20	0,398	490
	5Y-1	1,26	0,406	490

TABLEAU II.5 – Épaisseurs et densités des 3 éprouvettes de traction de chaque plaque de mousse.

Pour remonter à une densité, nous avons calculé une surface approximative des éprouvettes de traction, comme illustrée sur la Figure II.10. Cette surface S_e est supposée égale à la somme des différentes zones pointillées, selon

$$S_e = 2\,S_{\text{carré}} + 2\,S_{\text{trapèze}} + S_{\text{rectangle}} + 4\,S_{\text{triangle}} \approx (635 \pm 5)\,\text{mm}^2. \tag{II.5}$$

Nous remarquons que les mousses 3 et 4 présentent une densité plus élevée que les autres. Elles devraient donc avoir un comportement différent, d'autant plus si elles sont obtenues à partir du même matériau parent. Aussi, on note que les épaisseurs peuvent varier entre deux éprouvettes d'une même mousse, parfois avec des valeurs bien éloignées des substrats utilisés pour l'étude dans le Tableau II.4.

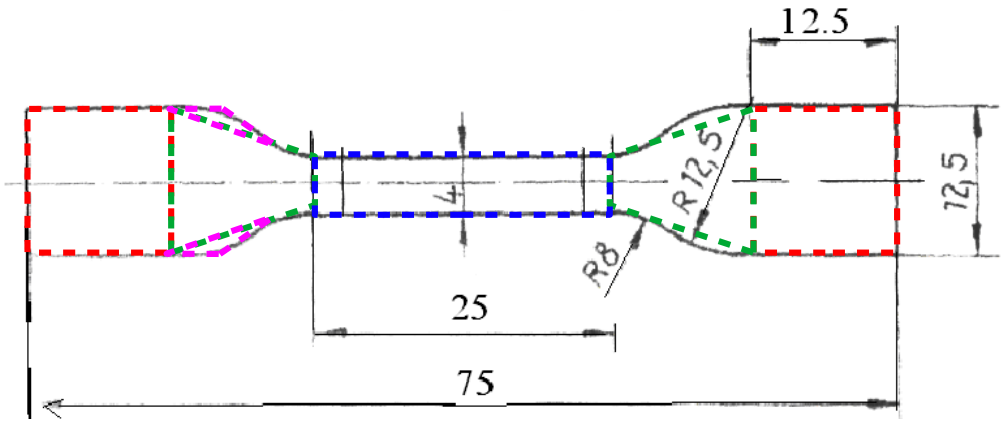

FIGURE II.10 – Dimensions standards de l'éprouvette de traction utilisée pour les essais mécaniques. Les zones colorées représentent la surface considérée pour le calcul de densité.

b. Comportement des mousses en traction

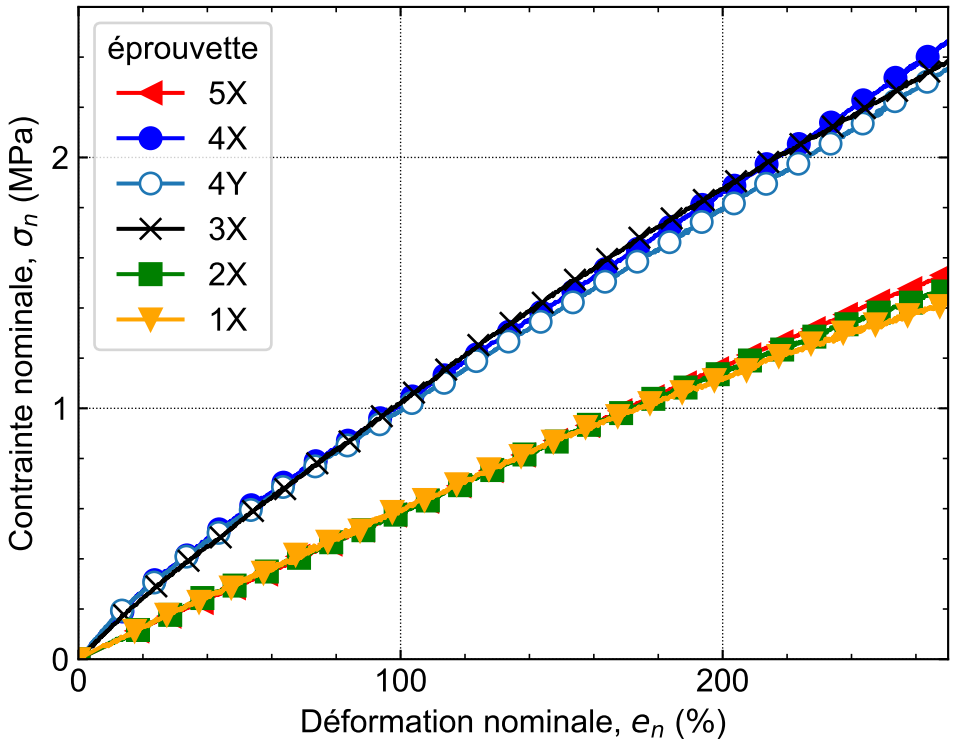

FIGURE II.11 – Évolution de la contrainte nominale en fonction de la déformation nominale imposée, lors d'un test de traction uniaxiale sur différentes éprouvettes de mousse. Nous remarquons deux tendances de comportement différentes. Les marqueurs creux sont ceux d'une éprouvette coupée dans une direction transverse, pour vérifier l'isotropie des mousses.

La réponse mécanique du matériau est évaluée lors d'un test de traction uniaxiale, jusqu'à la rupture, sur une machine de traction de laboratoire (Shimadzu, AGS–X Series, cellule de force 5 kN). Le déplacement de la traverse est utilisé pour la détermination de la déformation. Nous restons à température ambiante et n'effectuons pas de pré-chargement. La vitesse de déplacement de la traverse est imposée à $(0,25 \pm 0,01)$ mm.s^{-1} et la réponse du matériau en force est enregistrée dans le temps. Les profils axiaux de la contrainte en fonction de la déformation sont présentés sur la Figure II.11.

La première observation que l'on fait est que les mousses semblent bien isotropes dans le plan, avec un comportement équivalent dans les deux directions des plaques (disques et cercles bleus pour l'échantillon 4, les autres courbes ne sont pas affichées). On note ainsi un module élastique (qui correspond à la pente à déformation nulle sur la Figure II.11) d'environ $1,5$ MPa pour les échantillons 3 et 4. Les autres sont moins rigides avec un module autour de $0,8$ MPa. En toute logique, les mousses les plus rigides sont également celles qui ont la plus grande densité. Nous ferons donc attention de bien les distinguer. Notamment, elles nous permettront de voir l'influence de la densité d'une mousse sur le rebond de la balle.

2.A.3. Indentation des mousses

Nous présentons ici d'autres mesures, des indentations dans les substrats de mousse, également pour caractériser leur comportement mécanique. L'objectif est de voir si en compression (et donc dans l'axe normal au plan des plaques), nous observons les mêmes différences que dans 2.A.2., lorsque nous les sollicitons en traction. En effet, l'impact de la balle va écraser la mousse selon cet axe, c'est ce comportement que l'on souhaite en priorité pour paramétrer la simulation numérique. La mesure n'étant pas destructive, les mousses étant à l'état caoutchoutique à la température ambiante d'essai, nous réalisons les essais sur les substrats ayant servi à l'étude du rebond (Tableau II.4).

a. Indenteur

Nous ne souhaitons pas faire un essai de dureté à proprement parler et donc nous ne souhaitons pas marquer la mousse de façon permanente. Nous voulons rester dans le domaine élastique du matériau et nous choisissons un indenteur sphérique (boule d'acier de 5 mm de diamètre). Le dispositif expérimental développé est visible sur le schéma II.12. Un moteur permet la translation verticale de l'indenteur dans la mousse et la réponse en force est mesurée avec un capteur.

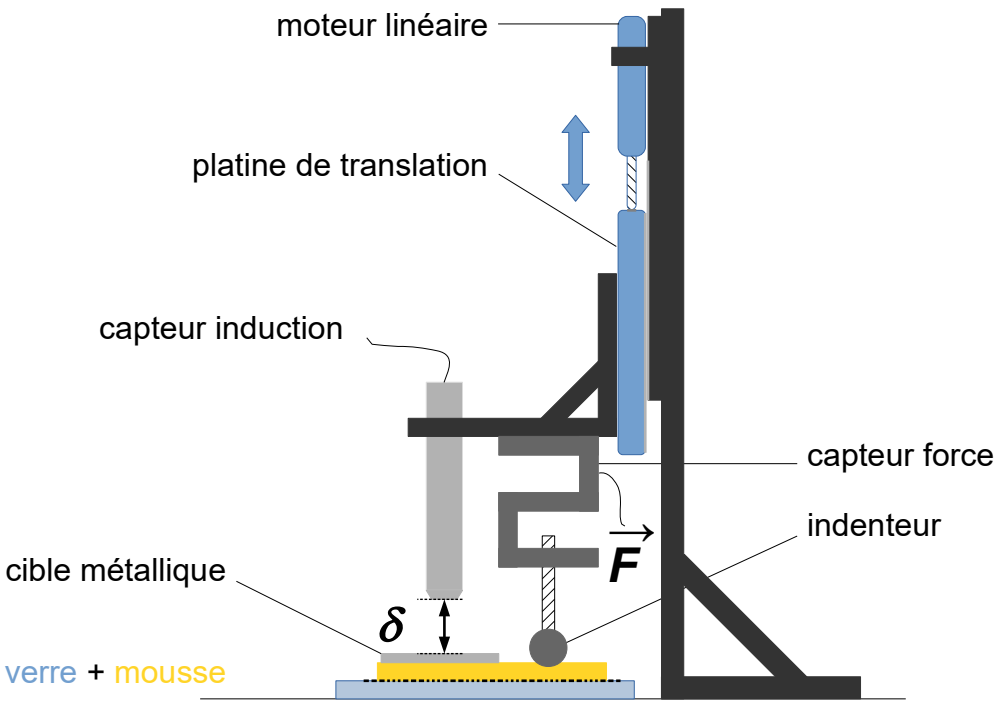

FIGURE II.12 – Schéma du dispositif d'indentation des mousses. Un déplacement δ est imposé par un moteur, et la réponse en force F est mesurée par un capteur.

b. Capteurs et moteur

Cet indenteur positionné verticalement est relié à un capteur de force (Testwell, KD40s ±20 N, 15 V) dont nous avons déterminé l'échelle de conversion sur la Figure II.13a. Du fait du poids de l'indenteur, le capteur montre une force initiale que nous soustrayons aux mesures. Le capteur est fixé, en son autre extrémité, à une équerre avec une rainure, afin d'assurer aucun mouvement de rotation autour de l'axe vertical.

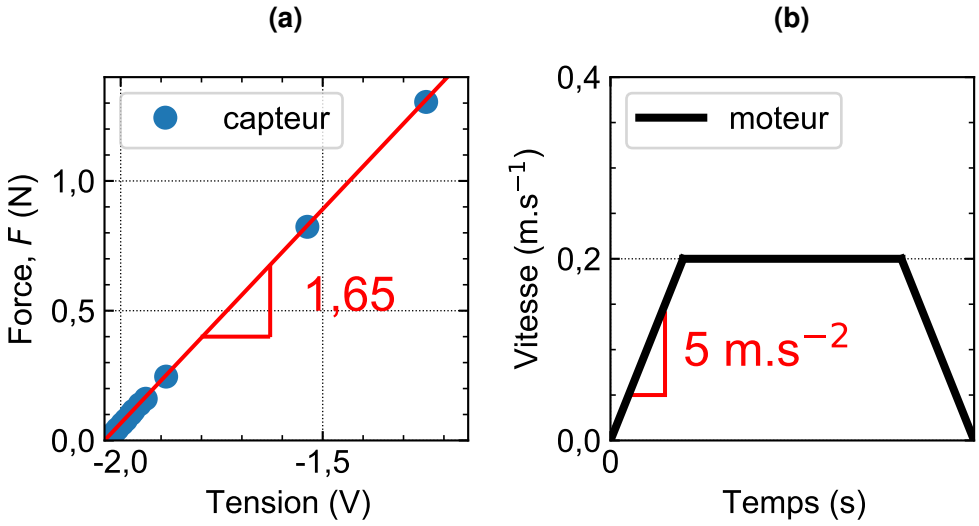

FIGURE II.13 – (a) Détermination de l'échelle de conversion en compression du capteur de force, par l'utilisation de différentes masses bien connues. **(b)** Profil de vitesse du moteur paramétré pour l'indentation des mousses.

Cette équerre est, elle, reliée à un moteur de translation (Thorlabs, servomoteur Z812B, 12 mm de course) qui permet le déplacement vertical de l'ensemble indenteur – capteur. Le profil de vitesse imposé au moteur est donné sur la Figure II.13b. En condition d'essai, l'indenteur n'atteint jamais cette vitesse de $0,2$ m.s^{-1}, puisque nous imposons un déplacement très faible de $0,001$ mm, répété plusieurs fois, comme nous l'expliquerons plus bas.

Afin d'avoir le réel déplacement de la boule d'acier dans la mousse (qui peut varier du moteur s'il y a du jeu dans la platine de translation ou du fléchissement par exemple), nous fixons à l'équerre une jauge de déplacement inductive (présentée plus en détail dans la partie 3.B.). La cible métallique est nécessaire au capteur pour mesurer la distance δ, puisqu'elle interagit avec le champ magnétique qu'il émet. Cette cible (plaque plane d'aluminium) est simplement posée sur la mousse et est la même que celle utilisée pour la calibration du système.

c. Acquisition des données

Le moteur est relié à un ordinateur en USB via un contrôleur (Thorlabs, KDC101, logiciel APT) et les 2 capteurs sont reliés à des convertisseurs analogiques – numériques (National Instruments, USB-6212 BNC, DAQ system) vers ce même PC. Ainsi, toute l'acquisition et la mesure sont réalisables à distance. Pour cela, nous avons développé un programme sur le logiciel LabVIEW [52], dont un schéma simplifié résume son fonctionnement (Figure II.14).

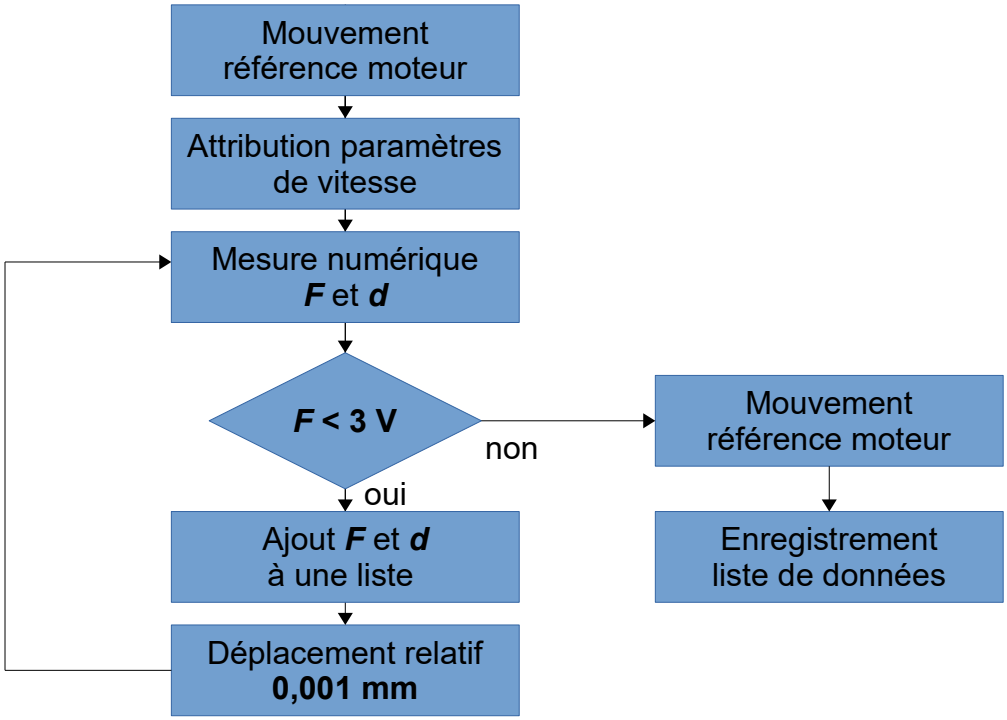

FIGURE II.14 – Schéma représentatif de l'algorithme LabVIEW développé pour les essais d'indentation des mousses.

Le moteur avance par incréments de $0,001$ mm jusqu'à ce qu'une limite soit atteinte sur le capteur de force (fixée à 3 V), pour ne pas l'abîmer.

d. Résultats des indentations

L'évolution de la force F pour tous les substrats de mousse est tracée sur la Figure II.15 en fonction de l'enfoncement δ. Nous remarquons que le substrat $m5$ (le plus épais) montre la réponse en force la plus faible et inversement pour le substrat $m1$ (le plus fin). Comme l'indenteur est sphérique, on peut considérer dans une première approximation que le contact est de type Hertz pour des petites déformations. Dans ce cas, le module d'Young E du matériau peut être estimé à partir de la force de contact F en utilisant la relation suivante [29] :

$$F \approx E\sqrt{R}\,\delta^{\frac{3}{2}}, \tag{II.6}$$

R étant le rayon de l'indenteur. En utilisant cette formule, pour des déplacements petits de $\delta = 0,1$ mm, on mesure des modules élastiques affichés dans le Tableau II.6.

Substrat de mousse	$m1$	$m2$	$m3$	$m4$	$m5$
Module élastique, E (MPa)	$1,62 \pm 0,4$	$1,37 \pm 0,2$	$1,62 \pm 0,2$	$1,82 \pm 0,2$	$1,15 \pm 0,2$

TABLEAU II.6 – Modules d'Young des substrats de mousse déterminés à partir de mesures d'indentation, en considérant un contact de Hertz à un déplacement de $0,1$ mm.

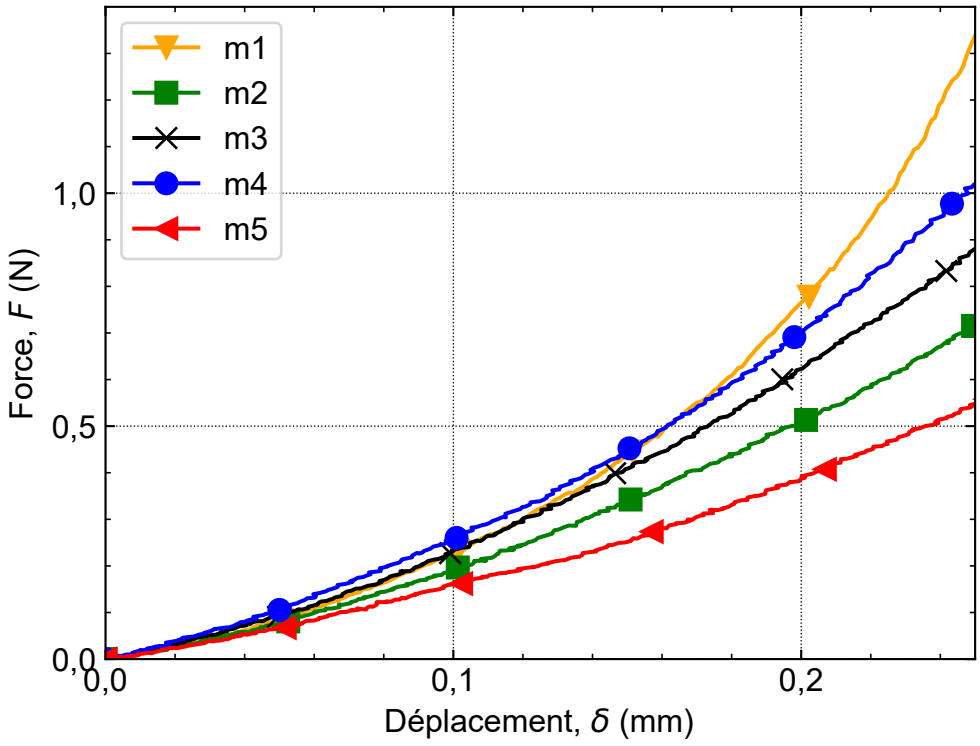

FIGURE II.15 – Évolution de la Force F lorsque l'on vient enfoncer un indenteur d'une distance δ à l'intérieur de différents substrats de mousse.

On note bien que les mousses $m3$ et $m4$ sont plus rigides que $m2$ et $m5$, comme déterminé sur les essais de traction de la partie 2.A.2., ce qui s'explique par une densité plus élevée. Cependant, pour les couches les plus fines, la force est sensible à la matière comprimée sous l'indenteur et diverge avec l'enfoncement (triangles jaunes). Par exemple pour le substrat $m1$, le déplacement atteint plus de 60 % de l'épaisseur. L'approximation du contact de Hertz et l'équation (II.6) ne sont plus applicables et le module d'Young de la mousse $m1$ n'est pas comparable aux autres. Il est important de garder à l'esprit que cette relation suppose également des matériaux en contact solides, homogènes et isotropes qui se déforment élastiquement (et donc linéairement). Le coefficient de Poisson est également considéré nul. Aussi, il faut considérer ces modules E comme des ordres de grandeur.

Ainsi, le comportement des mousses en compression est en accord avec les résultats obtenus lors des tests de traction, même si les mousses plus denses présentent des différences moins marquées. Pour les substrats les plus épais, nous pourrions aller au-delà de $0,25$ mm de déplacement. En effet, nous avons mesuré des porosités pouvant atteindre $0,170$ mm (Figure II.9), ce qui peut fortement influencer la réponse en force de la mousse, selon l'emplacement exact ou la bille comprime l'échantillon de mousse. Il faut savoir que nous sommes limités par la jauge de déplacement, qui nous donne la mesure de δ, et qui détecte un signal seulement en dessous de $1,4$ mm de la cible métallique. Aussi, l'indenteur est petit (5 mm), et peut être sensible aux porosités de la mousse, ce qui signifie que la taille et l'emplacement de la zone de contact lors de l'essai peuvent avoir une incidence. Mais en ajoutant les mesures en traction, nous avons une bonne série de données, cohérentes entre elles, ce qui nous suffit pour estimer le module d'Young.

2.B. Couches de silicone transparent

Comme expliqué dans le chapitre I., nous avons réalisé des substrats de silicone d'épaisseurs variables par étalement avec une lame droite (voir protocole en I.1.A.4.). Il est à rappeler que le choix du silicone est motivé par sa transparence qui devrait permettre d'observer le contact de la balle en positionnant la caméra en dessous. Les substrats réalisés, numérotés de $s1$ à $s4$ ($s1$ pour le plus fin et $s4$ pour le plus épais), sont soumis à des mesures d'épaisseur sur 12 zones distinctes à l'aide d'un palpeur à translation verticale. Les moyennes des mesures sont présentées dans le Tableau II.7.

Substrat	$s1$	$s2$	$s3$	$s4$
Épaisseur e_s (mm)	$0,50 \pm 0,03$	$0,96 \pm 0,03$	$1,25 \pm 0,03$	$1,78 \pm 0,03$

TABLEAU II.7 – Les différents substrats de silicone réalisés et utilisés lors des études du rebond.

Les couches sont bien homogènes et la variation des épaisseurs reste contenue. Les écarts sont les mêmes pour chaque échantillon et proviennent du processus d'élaboration, avec des irrégularités de surface pouvant apparaître. Pour des épaisseurs supérieures à la gamme reportée ici, il devient difficile de garantir une surface plane, les quantités de matières étant bien plus importantes, et le matériau visqueux s'étalant difficilement. Pour les mêmes raisons, les dimensions latérales du substrat sont limitées autour de 4 cm. Ces surfaces molles sont étudiées dans le chapitre IV.

2.C. Surfaces à picots

Les revêtements élastomères à picots externes fournis par la FFH et étudiés sur le dispositif expérimental sont répertoriés dans le Tableau II.8. Les mesures sont faites au pied à coulisse pour les diamètres des picots, et au palpeur pour la longueur des picots (soustraction de deux hauteurs).

Revêtement picots externes	Longueur L_p ($\pm 0,02$ mm)	Diamètre D_p ($\pm 0,03$ mm)	Densité d_p ($\pm 0,01$)	Stries	Qualification
$p1$	1,50	1,54	0,291	oui	stries
$p2$	1,51	1,52	0,282	non	lisse
$p3$	1,70	1,55	0,236	oui	peu dense
$p4$	1,70	1,48	0,265	oui	fin
$p5$	1,75	1,58	0,304	oui	dense

TABLEAU II.8 – Caractéristiques des différents échantillons de picots externes testés expérimentalement.

2.D. Résumé

Pour conclure, pour notre étude du rebond de la balle sur surface molle à venir, nous avons séparé la raquette en deux substrats. D'abord une couche plane en mousse solide de différentes épaisseurs, venant directement d'un fabricant de tennis de table chinois. Les caractérisations ont montré deux populations différentes parmi les épaisseurs, les 2 mousses les plus denses sont plus rigides. Ensuite un substrat de silicone plan transparent, que nous avons élaboré en 4 épaisseurs. Nous voulons dans ce cas-ci pouvoir observer le contact de la balle à travers, et comprendre le comportement d'un caoutchouc seul et dense sans porosité ou autre architecture (telle que les picots, par exemple) et ce afin de faciliter l'étude. Ce silicone a également l'avantage d'être facilement accessible et simple à manipuler (voir protocole en I.1.A.4.). Pour rajouter l'influence des picots, nous avons choisi d'étudier quelques revêtements de raquettes, à picots externes.

3. Caractérisations des balles de tennis de table

Nous présentons d'abord les différentes caractérisations préalables de la balle de tennis de table que nous avons utilisée lors de nos études. Il s'agit de la Balle Cornilleau P-Ball, 3 étoiles, en plastique Acrylonitrile butadiène styrène (ABS), homologuée par l'ITTF pour les compétitions internationales.

Les balles de tennis de table sont notées en fonction de leur qualité, avec une échelle de notation allant de 0 à 3 étoiles. Les balles 3 étoiles ont une sphéricité et une rigidité supérieures, elles ont une masse standard de $2,7$ g et un diamètre d'au moins 40 mm. Il est à noter que le modèle qui sera utilisé aux Jeux Olympiques de Paris en 2024 n'a pas encore été annoncé officiellement et ce modèle fait partie des candidats potentiels.

De nombreuses réformes ont changé les règles concernant la balle de tennis de table. Le diamètre standard de la balle est passé de 38 mm à 40 mm, en 2000, pour rendre le jeu plus lent et télévisuel [4]. Pendant de nombreuses années, le celluloïd était le matériau dominant pour la fabrication des balles de tennis de table, jusqu'à son interdiction en 2014, remplacé par des polymères tels que le polypropylène et l'ABS. À cette même occasion, une nouvelle norme sur la taille des balles est passée à $40+$, supposée encore plus lente. Aujourd'hui, chaque fabricant a ses propres balles. Ils n'indiquent pas grand-chose sur les propriétés, à part la présence ou non de joint intérieur pour coller les deux hémisphères. Afin d'avoir un meilleur contrôle sur ce que l'on étudie, nous caractérisons le diamètre, l'épaisseur et la réponse en compression de la balle choisie. Cela est d'autant plus important que la plupart des études existantes sur les balles de tennis de table ont été réalisées avant 2014 avec des balles en celluloïd, ce qui crée des disparités par rapport à notre balle actuelle [18, 30, 34, 37]. Nous regarderons également la vitesse typique de la balle en jeu, lors d'entraînements d'athlètes handisport, pour fixer les limites de l'étude.

3.A. Épaisseur des balles par tomographie

La balle de tennis de table étant une coque rigide creuse, son épaisseur, notée e_b, est très importante dans son comportement mécanique, et il est important de connaître précisément sa mesure. Pour cela, nous avons utilisé la tomographie à rayons X, comme le montrent les images de la Figure II.16.

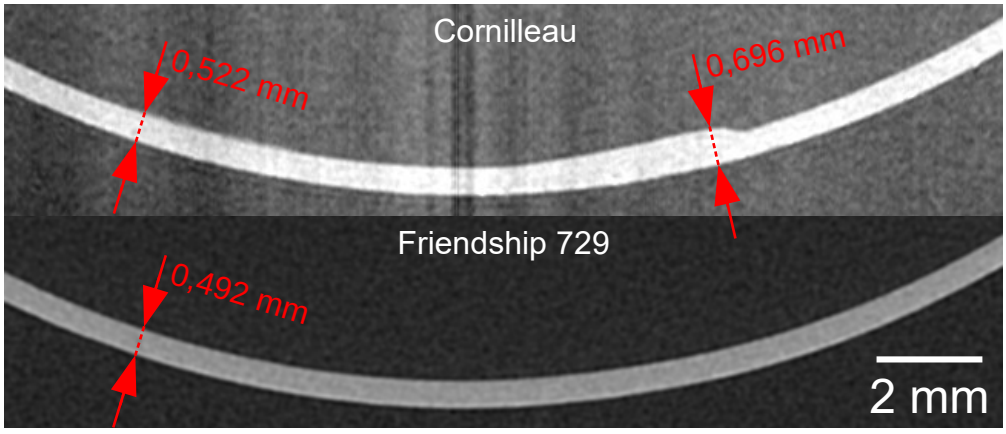

FIGURE II.16 – Images de tomographie à rayons X de 2 différentes coques de balles de tennis de table. En haut, la balle Cornilleau utilisée dans l'étude, en bas une autre balle 3 étoiles de comparaison, commercialisée par Friendship 729, ne présentant pas de joint (taille de voxels de 29 μm).

La tomographie à rayons X est une technique d'imagerie qui permet de reconstruire un volume d'un objet observé. En particulier, elle utilise des rayons X à haute énergie envoyés sur l'échantillon étudié, et des détecteurs sont placés de l'autre côté pour mesurer la quantité de rayons X transmis. Ces données sont mesurées dans plusieurs directions et ensuite traitées pour recréer une image en 3D de la géométrie de l'objet, avec une précision de l'ordre de quelques dizaines de microns dans notre cas. Nous avons passé au tomographe (Phoenix, source de 80 keV et 280 mA) la balle Cornilleau ainsi qu'une autre balle 3 étoiles répandue (Friendship 729) ayant la particularité de ne pas présenter de joint à l'équateur (un seul et même bloc). Les résultats des mesures sont présentés dans le Tableau II.9.

Balle	Diamètre extérieur $2R$ (mm)	Diamètre intérieur (mm)	Épaisseur e_b (mm)
Cornilleau	$40,252 \pm 0,116$	$39,208 \pm 0,116$	$0,522$
Friendship 729	$40,395 \pm 0,116$	$39,411 \pm 0,116$	$0,492$

TABLEAU II.9 – Mesures de l'épaisseur de la coque de deux balles de tennis de table, par tomographie aux rayons X.

L'épaisseur de la balle e_b est déterminée en calculant la différence entre le diamètre externe et interne de la coque sur une image de la balle entière. Nous remarquons sur les images de la Figure II.16, qu'au niveau du joint de la balle Cornilleau, la coque est nettement plus épaisse. Cela peut entraîner une rigidité locale plus importante susceptible d'altérer la réponse de la balle à l'impact. On fera attention dans les études à éviter un rebond sur ce joint, en le marquant au feutre.

3.B. Comportement mécanique de la balle

Nous étudions la réponse mécanique de la balle en la comprimant contre une surface rigide. Nous avons effectué plusieurs mesures, sur différentes surfaces et à différentes vitesses de compression sur un dispositif expérimental que nous avons développé. Afin de valider et de donner de la crédibilité aux mesures, nous avons réalisé des essais comparables sur une machine de compression.

Pour rappel, la théorie classique du contact entre des corps solides de forme sphérique a été développée par Hertz en 1882 [29]. Cette théorie relie la force de contact à la déformation élastique des corps, pour le contact quasistatique. En particulier, la force est proportionnelle au déplacement à la puissance $\frac{3}{2}$ et donc une sphère devient plus rigide à mesure qu'on la compresse. Cependant, la théorie est basée sur la déformation de corps solides parfaitement rigides.

Pour des balles creuses, les expériences de compressions quasistatiques montrent qu'il y a une transition de la force lorsqu'elles flambent, à un déplacement d'environ deux fois l'épaisseur de la coque [35]. La balle perd alors en rigidité et son temps de contact augmente lors d'un impact [42]. Tout cela est bien connu et de nombreux modèles se sont attachés à décrire ce phénomène [31, 37].

L'objectif ici est simplement de se donner une idée des forces mises en jeu pour notre balle et de vérifier que l'on retrouve bien le même seuil de flambage. Ainsi, on peut ajuster notre simulation numérique au comportement de notre balle expérimentale et notamment en déduire un module d'élasticité du matériau constitutif de la balle.

3.B.1. Système de compression de la balle

Le dispositif pour caractériser le comportement de la balle en compression est montré sur la Figure II.17. La balle est comprimée au moyen d'une platine de translation et d'une vis micrométrique, de manière quasistatique, contre un miroir. Le déplacement est donc imposé et nous mesurons la force résultante au moyen de 3 capteurs de force (Testwell, KD40s $\pm$200N), sur lesquels repose le miroir.

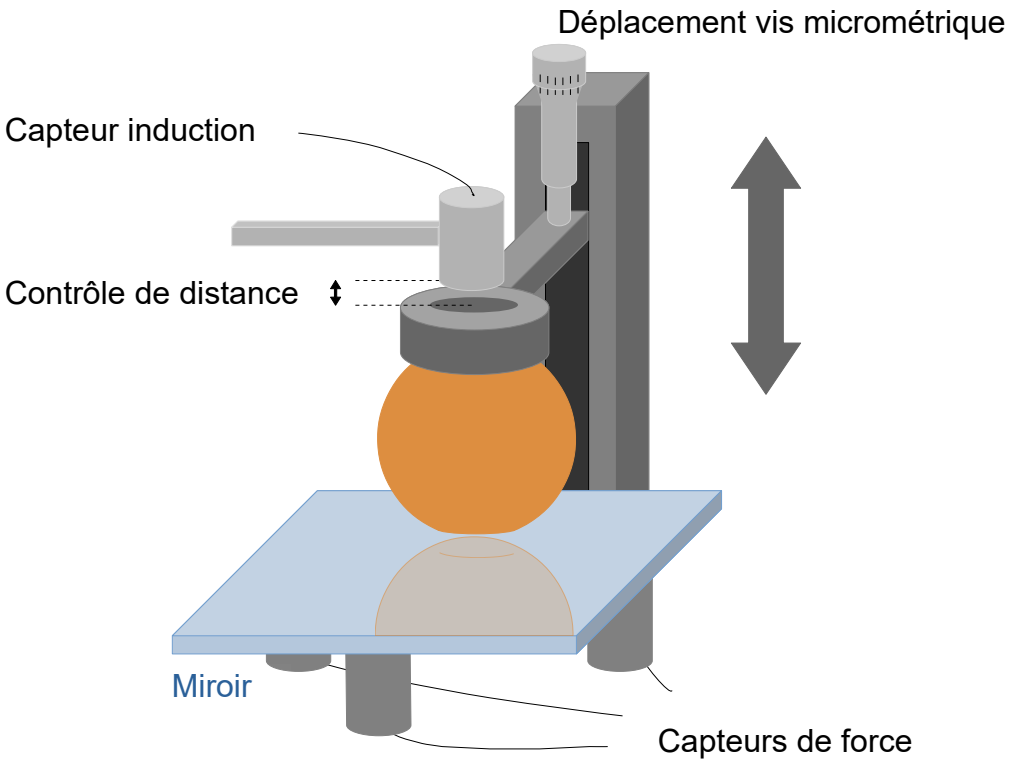

FIGURE II.17 – Schéma du dispositif expérimental de compression des balles en quasistatique. La balle est comprimée contre un miroir rigide, lequel permet de vérifier le flambement de la coque. Le déplacement est imposé à la main et la force résultante est mesurée.

La balle est translatée avec un anneau métallique horizontal, pour répartir la contrainte et éviter toute déformation localisée de la balle en son sommet. L'utilisation d'un miroir en verre épais (6, 5 mm) a l'avantage de permettre un contrôle visuel du phénomène de flambage de la balle. L'anneau est déplacé manuellement le long de l'axe vertical grâce à une vis micrométrique (Newport, M-UMR8.25). Un capteur inductif (Baumer, IPRM 12I9505/S14), générant un champ magnétique pointant sur l'anneau métallique, fournit une mesure précise du déplacement imposé à la balle (précision à 60 μm). Nous utilisons la mesure renvoyée par ce capteur et non l'indication de la vis micrométrique, pour éviter les erreurs sur la distance due au fléchissement de l'anneau.

a. Le capteur de proximité à induction

Il est calibré en déplaçant le système sans charge, au moyen de la vis micrométrique, et nous mesurons la tension renvoyée par le capteur (Figure II.18a). On remarque une tendance bien linéaire, dont la pente nous donne le facteur de conversion suivant : 1 V correspond à 6, 25 mm. Cependant, lorsque le capteur est très proche de sa cible, nous observons une tension légèrement au-dessus de la linéarité. Nous ferons ainsi attention à bien utiliser le capteur dans une plage supérieure à 0, 3 mm par la suite.

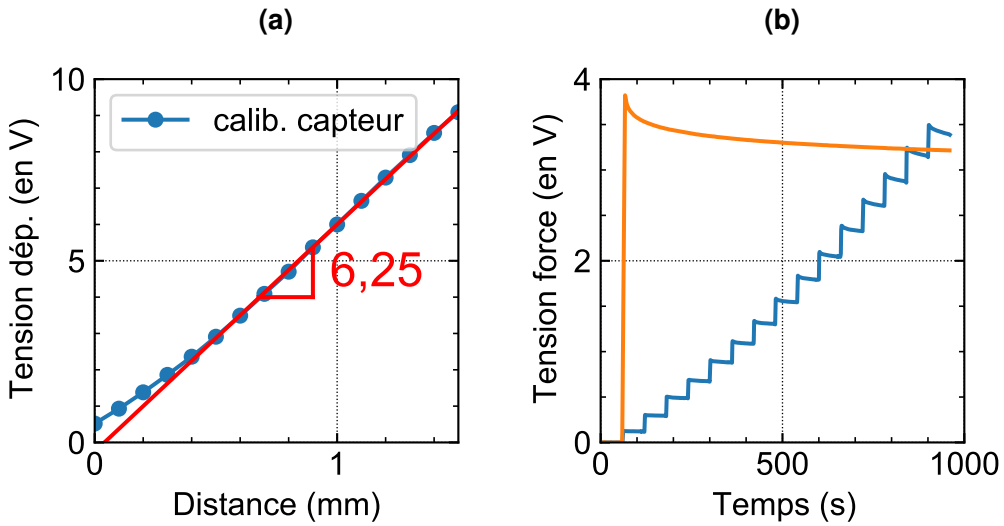

FIGURE II.18 – (a) Calibration du capteur de distance à induction alimenté en 25 V. **(b)** Mesure de la relaxation de contrainte de la balle dans le temps, pour 2 compressions différentes à la même vitesse moyenne de $0,1$ mm.min^{-1}. En orange, nous enfonçons la balle de $1,5$ mm, et en bleu, nous enfonçons la balle par paliers de $0,1$ mm.

b. La relaxation de contrainte dans la balle

Ce phénomène a été observé sur un dispositif similaire lors d'un précédent stage et peut potentiellement affecter les mesures [53]. Pour s'en rendre compte, nous avons donc effectué une autre expérience qui consiste à imposer une déformation à la balle et à mesurer la relaxation de sa contrainte interne, pendant un certain temps. Ce phénomène est important sur notre dispositif puisque nous imposons un déplacement à la main, de manière lente et non continue, par paliers. Nous montrons sur la Figure II.18b la compression de la balle (en bleu), à une vitesse de $0,1$ mm.min^{-1}, vitesse utilisée lors de nos essais. On remarque bien la relaxation avec une force qui diminue sur chaque palier, et ce d'autant plus que la balle est comprimée. En orange, nous avons effectué un enfoncement de $1,5$ mm puis nous avons attendu 15 minutes. Dans les deux cas, la vitesse moyenne de compression est la même, mais la façon d'y parvenir change. Au terme de l'expérience, nous notons une petite différence de tension, mais qui reste relativement faible ($0,15$ V). La relaxation de la balle, bien visible sur notre système, n'impacte pas de façon significative la force mesurée.

c. Les capteurs de force

Nous avons utilisé le facteur de conversion, pour l'ensemble des trois capteurs, déterminé lors d'un précédent stage [53]. La tendance est parfaitement linéaire sur toute la plage (0–35 V) et une valeur de 1 V correspond à $19,7$ N. Nous n'irons pas à des forces au-delà de 150 N sur nos mesures.

3.B.2. Résultat des compressions quasistatiques de la balle

Nous avons effectué des compressions de la balle Cornilleau à une vitesse de translation de l'anneau de $0,1$ mm.min^{-1}, sur trois différentes surfaces plus ou moins rugueuses, présentées sur la Figure II.19. La courbe bleue correspond à la moyenne de six essais réalisés sur trois balles différentes, en prenant en compte les deux hémisphères de chaque balle, sur une surface rigide en verre (miroir).

Nous observons un changement de régime lorsque la balle flambe à $\delta^c = (1,30 \pm 0,10)$ mm, avec une rupture de pente et une raideur apparente post-flambement plus faible. Nous avons pu identifier que la balle cloque, au moyen du miroir épais, à travers lequel nous pouvons observer légèrement de biais (les images de la Figure proviennent d'un autre dispositif expliqué en I.1.B.2.). Comme évoqué plus haut, ce comportement est cohérent avec la littérature, et le seuil de flambage est sensiblement de l'ordre de deux fois l'épaisseur de la coque [35, 38], et indépendant de la surface testée.

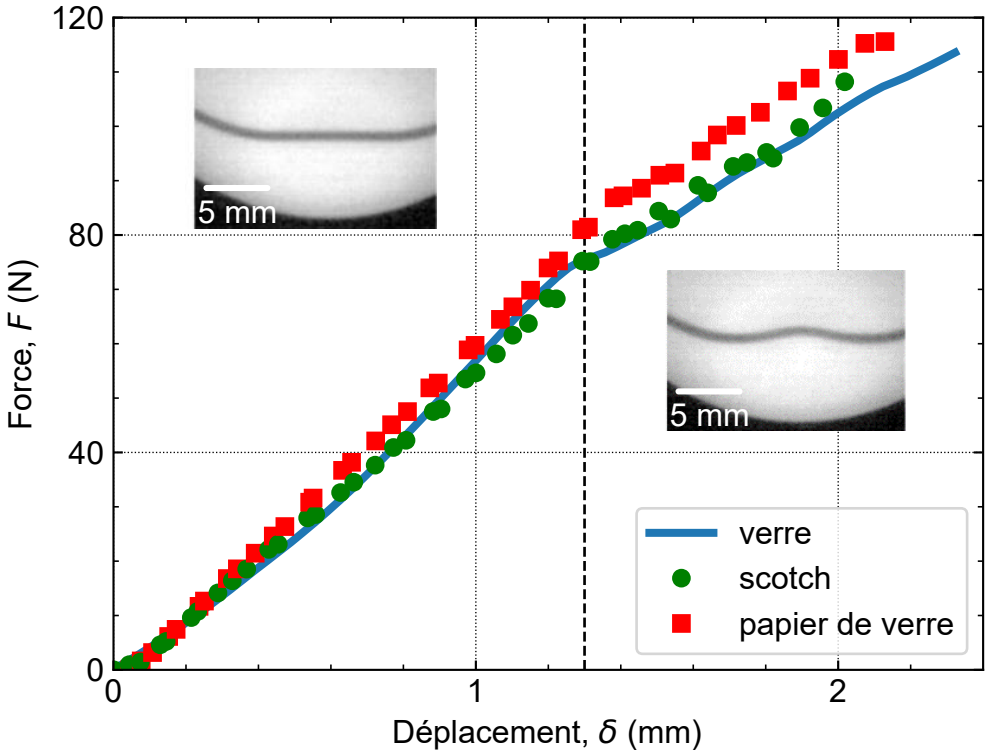

FIGURE II.19 – Évolution de la force en fonction du déplacement d'une balle Cornilleau, comprimée à une vitesse de $0,1$ mm.min^{-1} sur différents substrats rigides, à la rugosité variable. Un changement de régime est observé lorsque la balle flambe, à $\delta^c = (1,30 \pm 0,10)$ mm, identifié par le trait pointillé noir vertical.

Les essais affichés ici ne sont pas réalisés à vitesse de compression constante, mais par incréments de $0,1$ mm. Étant donné que la balle de tennis de table est constituée d'un polymère dont le comportement dépend du temps, il est légitime de se demander si la vitesse de compression a une influence sur sa déformation. Pour s'assurer d'avoir des résultats fiables, nous avons réalisé d'autres essais sur une machine de compression, sur le même miroir, avec une géométrie n'abîmant pas la balle par le dessus (géométrie de type coquetier). Les résultats sont similaires, même en augmentant la vitesse de compression, au-delà de ce que nous pouvons imposer à la main (jusqu'à 10 mm.min^{-1}). La balle Friendship 729 présentée dans la partie 3.A. a également été testée et présente une tendance très proche, malgré un seuil de flambage légèrement retardé. Les résultats de compression sur surface rigide sont donc robustes et peu importe la vitesse de compression, nous observons une même réponse force – déplacement.

Les compressions réalisées sur une autre surface de papier de verre, plus rugueuse que le verre, présentent une force de réaction plus élevée, notamment dans la zone où la balle flambe (au-delà de δ^c). Sur une telle surface, la friction avec la balle est plus élevée et donc nous pouvons penser que le frottement a une importance dans la phase de flambement de la balle. Cette hausse n'est pas observée sur une surface de ruban adhésif double-face (en vert). La simulation permettra d'étudier cette tendance dans la mesure où nous pouvons modifier les conditions de frottement lors du contact.

3.B.3. Correspondance avec la simulation numérique

Afin de simuler le rebond de la balle sur une surface, nous avons besoin d'implémenter des propriétés mécaniques à la balle. Comme expliqué dans le chapitre I.2.A.1., dans le modèle viscoélastique considéré pour la balle, nous avons besoin de connaître un module élastique aux temps longs E_∞, qui peut se déduire des mesures de compression effectuées ici, en quasistatique. La modélisation prend également en compte un coefficient de friction μ. Le modèle numérique est ici légèrement adapté aux conditions d'essai expérimental avec l'utilisation du module « standard » sous Abaqus. De même, la branche de Maxwell est ici négligée si bien que la balle et le substrat sont tous deux modélisés par un comportement élastique linéaire. Les valeurs du module élastique et du coefficient de frottement sont ajustées pour correspondre aux données expérimentales.

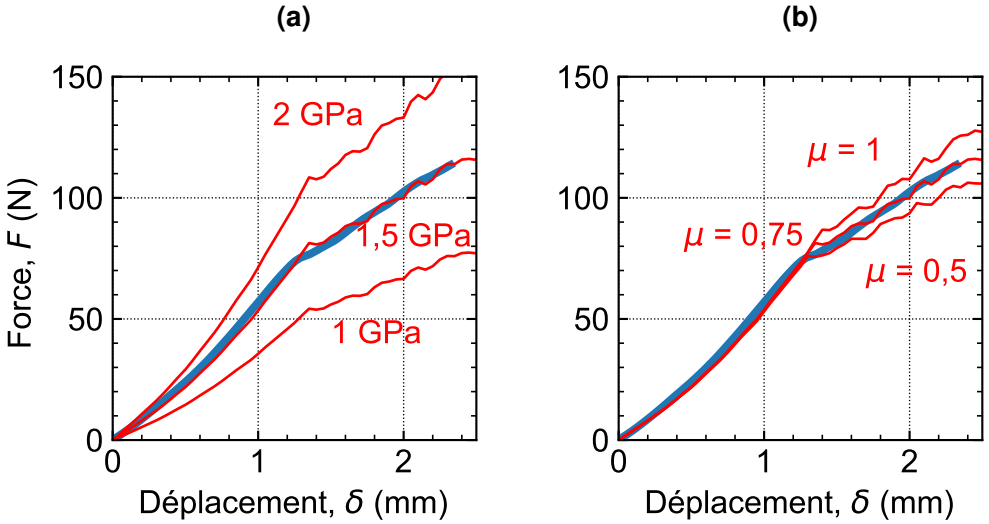

FIGURE II.20 – Comparaison des données expérimentales avec la simulation numérique pour estimer **(a)** le module élastique du matériau de la balle aux temps longs E_∞ (μ fixé égal à $0,75$) et **(b)** le coefficient de friction entre la balle et la surface rigide de verre μ (E_∞ fixé égal à $1,5$ GPa).

Les mesures expérimentales de compression sur verre (Figure II.19), ainsi que les résultats des simulations numériques associées, sont présentées dans la Figure II.20. Pour $\delta < \delta^c$, la simulation donne une estimation du module de stockage aux temps longs, $E_\infty = 1,5$ GPa, du matériau polymère de la coque (Fig. II.20a). Cette valeur correspond au meilleur accord avec les données expérimentales, lorsque la balle se déforme élastiquement. Pour des déplacements plus importants, lorsque $\delta > \delta^c$, la réponse en force est fortement affectée par un autre paramètre, le frottement entre la balle et la surface. La comparaison avec les résultats numériques conduit à une estimation du coefficient de frottement statique $\mu = 0,75$ (Figure II.20b). Nous retrouvons bien la même dépendance que celle observée précédemment sur une surface rugueuse de papier de verre. Plus précisément, l'augmentation du coefficient de frottement n'affecte pas la réponse mécanique avant le flambement, mais elle entraîne un léger retard du seuil (qui se produit à des forces et des déplacements supérieurs) et une raideur post-flambement plus élevée. En ce qui concerne le module élastique, il n'affecte pas la valeur du seuil de flambage δ^c, mais il influence la raideur globale de la balle et donc le niveau de force auquel il se produit.

Grâce à ces tests de compression, nous avons estimé la valeur du module de stockage à long terme, $E_\infty = 1,5$ GPa, et le coefficient de friction, $\mu = 0,75$, de la coque de la balle de tennis de table, que nous pourrons ensuite utiliser dans les simulations numériques de la dynamique du rebond.

3.C. Propriétés viscoélastiques de la coque

La technique d'Analyse Mécanique Dynamique (DMA) a été utilisée pour mesurer le comportement viscoélastique linéaire du matériau polymère ABS, qui constitue la balle. Ces mesures ont permis d'identifier le module élastique du polymère, noté E_∞. Ces résultats seront utilisés pour confirmer le module élastique déterminé à partir des mesures d'enfoncement de la balle en quasistatique, comme mentionné dans la partie 3.B., où celui-ci a été déterminé par un ajustement de la simulation numérique.

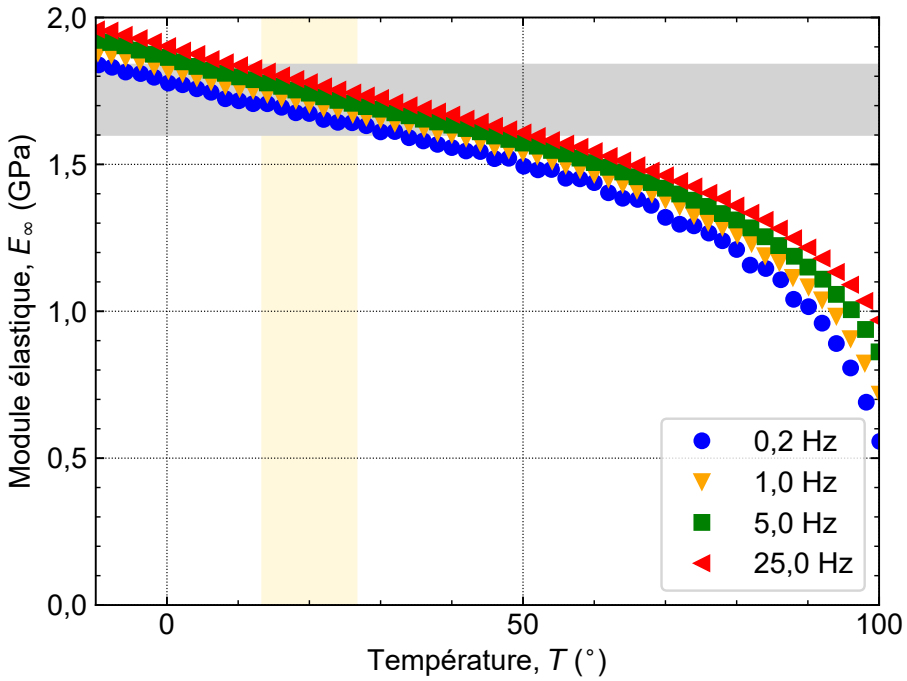

FIGURE II.21 – Mesure de DMA d'un échantillon de balle Cornilleau, lors d'un balayage en température pour 4 fréquences de sollicitation [déformation de $0,8 \pm 0,2\,\%$, éprouvette parallélépipédique de $(9,9 \times 4,1 \times 0,5)$ mm^3].

Les mesures ont été réalisées sur une machine d'essais EPLEXOR de la marque GABO, équipée d'une cellule de 125 N. Des morceaux de balle d'une largeur de 3 mm ont été découpés au cutter. La longueur utile des échantillons soumis à la traction est limitée à 10 mm afin de réduire les effets indésirables du rayon de courbure inhérent à la géométrie de la balle. De plus, une pré-charge de 1 N est utilisée pour assurer l'alignement de l'échantillon. Les mesures sont réalisées pour 4 fréquences (0,2, 1, 5 et 25 Hz) sur la gamme de température 0-100°C. Les tests ont été effectués sur deux échantillons, et les résultats pour l'un d'entre eux sont présentés dans la Figure II.21. On observe un module élastique (rigoureusement le module de stockage E') d'environ 1,6 GPa mesuré à température ambiante (représentée par la ligne verticale jaune) et à basse fréquence. L'autre échantillon, bien qu'il ne soit pas affiché ici, présente un module élastique de 1,4 GPa aux fréquences les plus basses. Ces mesures confirment que nous nous situons autour de $E_\infty \approx 1,5$ GPa, comme déterminé précédemment lors des compressions quasistatiques de la balle. Nous avons ainsi la valeur du module élastique à long terme, E_∞, qui doit être intégrée dans le modèle de Maxwell généralisé utilisé dans la simulation numérique afin de décrire la réponse de la balle (voir chapitre I.2.A.1.).

Il est important de rappeler que les matériaux polymères présentent une réponse mécanique différente en fonction de la fréquence et de la température auxquelles ils sont soumis. Pour faire simple, plus la fréquence d'excitation augmente (à une température constante) ou plus la température diminue

(à une fréquence constante), plus le module du matériau augmente. C'est ce qui est illustré sur la Figure II.21 Dans le modèle de Maxwell généralisé (représenté dans la Figure I.18), lorsque la fréquence d'excitation appliquée à un matériau viscoélastique augmente, en négligeant l'amortisseur visqueux, on peut considérer que le matériau se comporte comme une combinaison de deux ressorts en parallèle. Le module du second ressort E_1 correspond alors à la variation du module ΔE observée avec l'augmentation de la fréquence (représentée par la ligne horizontale grise). En prenant en compte les mesures de l'autre échantillon non affichées ici, on estime que E_1 est d'environ $0,5$ GPa. Il est important de noter que l'amplitude du module utilisé dans la branche viscoélastique du modèle doit être cohérente avec la plage de vitesses auxquelles la balle sera soumise lors des conditions de jeu.

3.D. Vitesse de la balle lors d'un jeu

Afin de se donner une idée des vitesses de la balle en jeu, pour se fixer dans notre cadre d'étude, nous avons utilisé des vidéos d'entraînement. Nous avons obtenu les images de la part de la FFH, qui s'intéresse particulièrement aux picots externes sur les revêtements de raquette.

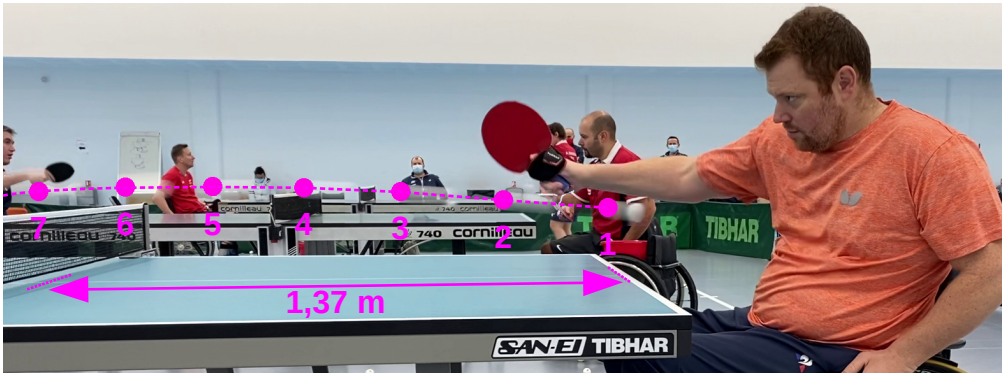

FIGURE II.22 – Images superposées d'un entraînement de tennis de table handisport, sur lesquelles on mesure une vitesse approximative de la balle de tennis de table, pour fixer le cadre de notre étude.

Sur l'image de la Figure II.22, vous avez un aperçu d'une vidéo que nous avons traitée. Il s'agit ici de l'entraînement du quadruple champion paralympique en titre (2 titres à Rio 2016 et 2 titres à Tokyo 2020). Il est actuellement le meilleur athlète de sa catégorie (classe 2) évoluant en fauteuil et dont le handicap touche également les membres supérieurs. Les vitesses qu'il peut imposer à la balle sont donc révélatrices de ce qui se fait au plus haut niveau. Les images sont prises avec un iPhone à une fréquence de 30 images par secondes (capture classique). Pour remonter à l'échelle de conversion de distance de l'image, nous mesurons la longueur de la ligne centrale de la table. La taille des tables est standard, cette longueur, représentée à l'image, est de $1,37$ mètres. Nous mesurons la vitesse de manière simple, en faisant l'hypothèse que la balle se trouve dans le plan de la ligne médiane. Les résultats des vitesses de départ, en sortie de raquette, et d'arrivée, après un rebond sur la table, sont regroupés dans le Tableau II.10.

Vidéo (± 1 m.s^{-1})	1	2	3	4	5
Vitesse de départ	$13,8$	$10,5$	$9,0$	$8,0$	$7,3$
Vitesse d'arrivée	$9,1$	$6,1$	$4,9$	$3,7$	$6,8$
Vitesse de la raquette	$6,4$	$4,9$	$6,5$	$4,6$	-

TABLEAU II.10 – Différentes vitesses de la balle et de la raquette, mesurées sur les lancers les plus rapides de chaque vidéo.

Nous sélectionnons les coups les plus rapides sur chaque vidéo. Nous indiquons également l'estimation de la vitesse de la raquette frappant la balle. La vitesse la plus rapide mesurée est d'environ 14 $m.s^{-1}$, en sortie de raquette. La vitesse s'atténue rapidement et arrive bien plus lentement sur la table et sur la raquette de l'adversaire. On en conclut que la vitesse de la balle moyenne dans un match de tennis de table handisport se situe entre 5 et 10 $m.s^{-1}$. La vitesse de la raquette, elle, dépend principalement du joueur et il est compliqué d'en dire grand-chose ici. On peut cependant noter que le rapport de la vitesse de la balle sur celle de la raquette est proche de 2, comme reporté par Cohen, ce qui fait du tennis de table un des sports de raquette les plus efficaces [22].

Ces mesures sont faites rapidement et doivent être prises en compte comme de simples ordres de grandeur. L'erreur de mesure est de ± 1 $m.s^{-1}$ sur tous les lancers. En effet, l'échelle de distance considérée est le centre de la table, mais la balle peut être décalée et surtout ne pas avoir de trajectoire parallèle à cette ligne. Cela se voit sur la dernière vidéo, où nous avons calculé la vitesse d'une balle envoyée par l'adversaire, plus éloignée, et donc la vitesse de départ se retrouve plus faible (elle est en quelque sorte « écrasée » par l'image). Aussi, les mesures sont faites avec un téléphone maintenu à la main et la fréquence d'acquisition nous permet de capturer seulement une dizaine d'images sur la trajectoire totale de la balle. Il nous est cependant très précieux de connaître ces estimations puisqu'il est souvent difficile d'évaluer visuellement la vitesse d'un objet en mouvement.

3.E. Résumé

Pour résumer, nous en connaissons beaucoup plus sur la balle de compétition Cornilleau choisie pour l'étude. Nous avons caractérisé son épaisseur de 522 μm ainsi que mis en évidence le joint de la coque plus large, dont la position sera précautionneusement suivie lors de nos essais d'impact. L'épaisseur est d'ailleurs légèrement plus élevée que sur les anciennes balles en celluloïd, ce qui ne l'empêche pas de flamber à un seuil d'environ deux fois l'épaisseur de la coque, comme référencé ailleurs [35]. La simulation nous a permis d'ajuster un module élastique du matériau ABS constitutif, vérifié par les mesures de DMA. Enfin, la balle est mesurée quitter la raquette à une vitesse maximale d'environ 50 $km.h^{-1}$, pour des sportifs handisport, une bonne indication à utiliser dans nos études.

4. Conclusion

Pour conclure de manière générale sur ce chapitre, il présente une première étape de caractérisation du matériel et de compréhension du jeu, primordiale pour entamer ensuite l'étude du comportement de la balle lors du rebond sur la raquette de tennis de table.

Des premières caractérisations de raquettes entières nous ont permis d'identifier des configurations d'essai intéressantes, surtout le cas d'un rebond en incidence oblique où de réelles tendances se dégagent, et d'une rotation autour de z qui intrigue particulièrement. Nous voyons que le paramètre de l'épaisseur de mousse a l'air déterminant dans la mise en rotation de la balle et que pour vraiment comprendre le rebond de manière plus systématique, il faut séparer les différents constituants de la raquette en des études séparées. Nous avons donc opté pour l'utilisation d'un substrat en mousse de raquette réelle et d'un substrat en silicone transparent, tous deux relativement lisses et de différentes épaisseurs. Nous souhaitons ainsi étudier comment le comportement intrinsèquement différent de ces matériaux influence le rebond de la balle. Du côté de la balle, nous en choisissons une utilisée en compétition en ABS (comme l'impose la norme depuis 2014). Malgré le joint auquel il faudra faire attention, elle a un comportement en compression quasistatique similaire aux autres coques rigides sphériques. Le phénomène de flambage changeant l'évolution des forces mises en jeu, nous devons mieux expliquer ce phénomène et voir s'il a lieu lorsque la balle a une vitesse, en jeu, où elle peut atteindre jusque 50 $km.h^{-1}$. Les mesures expérimentales ainsi que les mesures numériques sont maintenant paramétrées et nous maîtrisons tous les éléments du cadre d'étude, pour réaliser des mesures objectives.

CHAPITRE III.

Rebond sur une surface rigide

Sommaire

1. Incidence normale de la balle **70**
   - 1.A. État de l'art du flambage d'une sphère creuse 71
   - 1.B. Observation de la dynamique du flambage 72
   - 1.C. Rebonds normaux sans rotation incidente 76
     - 1.C.1. Restitution de la vitesse 76
     - 1.C.2. Simulation numérique 78
   - 1.D. Rebonds normaux avec rotation autour de la normale 81
     - 1.D.1. Première approche théorique simplifiée 81
     - 1.D.2. Résultats expérimentaux 84
     - 1.D.3. Modèle de restitution en vitesse de rotation ω_z 85
   - 1.E. Résumé 88
2. Incidence oblique de la balle **89**
   - 2.A. État de l'art du rebond oblique d'une balle 90
   - 2.B. Rebonds obliques sans rotation incidente 90
     - 2.B.1. Petits angles d'incidence $\theta_i < \theta_i^c$ 93
     - 2.B.2. Angle d'incidence critique, θ_i^c 96
     - 2.B.3. Grands angles d'incidence $\theta_i > \theta_i^c$ 98
     - 2.B.4. L'influence de l'instabilité de flambage 99
   - 2.C. Extension aux balles en celluloïd 100
   - 2.D. Résumé 102
3. Incidence quelconque de la balle **102**
   - 3.A. Loi de rebond générale 103
     - 3.A.1. Cas du glissement pur 104
     - 3.A.2. Cas du roulement 106
   - 3.B. Vérification du modèle général 107
     - 3.B.1. Mesures expérimentales en conditions réelles de jeu 107
     - 3.B.2. Résultats des rebonds sur table de jeu 110
   - 3.C. Résumé 114
4. Conclusion **115**

Dans cette partie nous nous intéressons au comportement dynamique d'une balle de tennis de table au contact d'une surface rigide, à l'aide du dispositif expérimental exposé dans le chapitre I.

Une table de tennis de table peut d'abord être approximée par une surface rigide quasi-indéformable, et donc cette première étude du rebond sur une telle surface peut nous permettre d'en comprendre plus sur le jeu et la balle de tennis de table. Une meilleure compréhension de l'interaction entre la balle et un substrat peut être importante pour les joueurs, elle influence la manière dont ils s'adaptent au jeu. Aussi, nous avons vu sur les essais de compression de la balle du chapitre II., qu'elle se déforme fortement jusqu'au flambement de sa coque, ce qui nous interroge sur la manière dont elle rebondit. Cette étude peut être vue comme une sorte de caractérisation de la balle, qui peut être associée au seul corps à se déformer lors du rebond, comparé à la surface quasi infiniment rigide. L'objectif final est d'en sortir une loi de comportement générale permettant de déterminer et de quantifier le rebond de la balle sur une surface dure. Cette première étape nous permettra ensuite de basculer sur des surfaces plus complexes, pouvant se déformer, comme la raquette de tennis de table (propos du chapitre IV. suivant).

Pour cela, nous allons considérer différentes conditions de rebond. Comme sur les premières caractérisations de raquette du chapitre II., nous commencerons par des impacts normaux pour caractériser la restitution en vitesse en lien avec le flambage, puis nous induirons un angle d'incidence entre la balle et la surface afin d'introduire une vitesse tangentielle et donc une rotation résultante dans le même plan incident. Une dernière configuration à étudier, correspondant à une balle ayant une rotation autour de l'axe normal à la surface, permettra d'avoir les données manquantes pour construire une loi de comportement générale. À la fin de ce chapitre, des essais dans de réelles conditions de jeu, sur une table de tennis de table, sont présentés afin de valider et/ou de compléter notre loi de choc.

1. Incidence normale de la balle

Dans cette partie nous allons considérer une configuration simple du rebond, une balle de tennis de table arrivant verticalement sur une surface rigide horizontale, dit rebond en incidence normale.

Nous avons vu dans le chapitre II. que le flambage de la balle est un point important à considérer, et qu'il modifie notablement la réponse en force de la balle lors d'une compression quasistatique. Plusieurs questions se posent, notamment est-ce que cette instabilité est similaire lorsque la balle arrive à une certaine vitesse ? Comment évolue la force au contact avec la déformation de la coque, et quelles sont les conséquences sur la vitesse réfléchie de la balle ?

L'incidence normale est la situation la plus simple que l'on puisse étudier puisque toute la trajectoire de la balle, avant et après le rebond, reste selon le même axe normal à la surface. Pour un rebond sur surface rigide, seule la balle se déforme et donc seules ses propriétés vont jouer un rôle dans le rebond. Il s'agit donc d'une configuration de choix pour comprendre le comportement de la balle même et de son flambage, dans un régime dynamique. Également, cette étude permet de tester et de comparer la simulation numérique du rebond sur un cas simple afin de valider le modèle considéré. Nous aurons ensuite tous les outils pour étudier des configurations plus complexes, qui intègrent d'autres paramètres tels qu'une vitesse de rotation ou des angles d'incidence, plus souvent rencontrés lors d'un match de tennis de table.

Nous allons commencer par un état de l'art sur le flambage d'une coque rigide creuse, notre principale interrogation. Puis, nous exposerons les résultats des différentes configurations testées en incidence normale. Cela comprend premièrement des rebonds simples sans rotation initiale sur lesquels

nous sommes venus observer la déformation de la balle à très haute résolution temporelle. En particulier, nous avons dissocié les sources de dissipation d'énergie au moyen d'une simulation numérique, dans une configuration pour laquelle la balle ne frotte a priori pas sur la surface. Deuxièmement, nous aborderons la configuration du rebond normal où la balle a une rotation incidente autour de l'axe normal à la surface. Dans cette configuration la trajectoire reste plane.

1.A. État de l'art du flambage d'une sphère creuse

Une balle de tennis de table peut être considérée en première approximation comme une sphère rigide creuse. Une telle structure est très utilisée dans différentes applications d'ingénierie, car elle combine à la fois légèreté et bonne tenue mécanique. Des coques creuses sont par exemple présentes dans les pilules de l'industrie pharmaceutique ou dans des réservoirs hermétiques pour stocker des liquides comme les bouteilles d'eau que l'on utilise au quotidien. Cependant, du fait de leurs parois fines, ces structures peuvent subir de fortes instabilités, comme du flambage, en réponse à une charge extérieure importante [54]. Le flambage est un phénomène d'inversement de courbure de la coque, formant une « cloque » à l'endroit du chargement, ce qui a un impact important sur la tenue mécanique de la structure. Cette déformation est élastique puisque la balle reprend sa forme initiale. Si l'effort est encore plus important, la coque va se déformer de façon permanente, au-delà du flambement. Cette déformation irréversible est cependant mise à profit dans de nombreux systèmes d'amortisseurs d'énergie afin d'assurer une sécurité, comme les pars-chocs de voitures. Pour cette raison, de nombreux auteurs se sont intéressés à l'écrasement de coques sphériques [55–58]. C'est principalement la plasticité de la structure qui intervient pour dissiper au mieux l'énergie.

La balle de tennis de table est souvent utilisée comme le système d'étude de ces coques à parois fines. En effet, la coque sphérique est le modèle le plus simple. Depuis longtemps, il est connu qu'elle flambe lors d'un impact avec une surface, et cela même à une vitesse d'impact modérée [30–32], donc potentiellement de nombreuses fois lors d'un match. Ainsi, la capacité d'une raquette à donner ou arrêter la vitesse de rotation et/ou la vitesse linéaire dépend aussi des propriétés mécaniques de la balle [17]. Le flambement de balles de tennis de table sous une charge quasistatique a fait l'objet de plusieurs études numériques, théoriques [34, 38–41], et expérimentales [34–37]. Le résultat principal est que le seuil de flambage est atteint lorsque le déplacement de la coque vers la surface est environ égal à deux fois l'épaisseur de la coque, tout en dépendant légèrement du rayon de la coque et du coefficient de Poisson du matériau de la balle [31]. Il est intéressant de noter qu'une détermination précise du début de la déformation peut être utilisée pour évaluer les propriétés du matériau de la coque [41, 59]. Pour une déformation plus importante, bien au-delà du seuil de flambage, la région de contact perd sa symétrie axiale initiale [40]. Mais ce régime sort du cadre de cette thèse puisque nous considérerons des balles qui reprennent leur forme initiale et donc où l'énergie initiale est presque entièrement récupérée après l'impact, comme cela est le cas pendant les matchs.

Ainsi, ce qui nous intéresse est l'étude du rebond dans le domaine dynamique. Par régime dynamique, nous entendons ici un régime où les effets inertiels et visqueux pourraient être pertinents et/ou le temps de contact peut être comparable à la période d'un mode de vibration de la coque sphérique. Le flambage de la balle dans ce domaine a été moins étudié à cause des contraintes expérimentales que pose le contact très bref entre la balle et le substrat. Certains chercheurs ont réussi à l'observer expérimentalement avec une caméra [31, 34, 37], ce qui confirme le flambement de la coque lors d'un impact à une vitesse donnée. Cependant des différences sont observées par rapport au régime quasistatique. Il est reporté qu'une plus grande quantité d'énergie élastique de déformation est mise en jeu dans un régime dynamique, jusqu'à un facteur 3 [34, 37]. Karagiozova *et al.* ajoutent même que la balle s'écrase différemment avec l'observation d'un retard du seuil de flambage.

La grande majorité des études dynamiques portent sur les mesures plus simples du temps de contact et du coefficient de restitution de la vitesse de la balle [31, 32, 42]. Le résultat principal qui en ressort est que le temps de contact augmente avec la vitesse d'impact de la balle et il est compris entre $0,6$ et $1,1$ ms. Concernant le coefficient de restitution de la vitesse linéaire, c'est l'inverse, il décroit avec la vitesse incidente, souvent de façon monotone. Cependant, Cross mesure une rupture de pente de ce coefficient, associée à des oscillations de la force d'impact (capteur piézoélectrique), qu'il associe à l'apparition d'une cloque sur la surface de la balle [42]. Il est rappelé que le coefficient de restitution est une mesure qui traduit la perte d'énergie cinétique de la balle lors d'un rebond normal.

Pendant l'impact, l'énergie cinétique initiale de la balle est principalement transformée en énergie de déformation élastique associée à la déformation de la coque, et reconvertie en énergie cinétique lorsque la balle rebondit de la surface, en retrouvant (presque) sa forme sphérique initiale [31]. Cependant, il y a toujours une perte d'énergie associée au rebond de la balle, ce qui conduit à une vitesse réfléchie inférieure à la vitesse incidente. Il existe plusieurs sources potentielles de perte d'énergie. Premièrement, la balle peut quitter la surface sans avoir entièrement retrouvé sa forme initiale et emporter une quantité importante d'énergie dans sa déformation élastique résiduelle. Deuxièmement, en raison de la collision, la raquette et le substrat peuvent vibrer et une partie de l'énergie initiale peut être rayonnée mécaniquement [60, 61]. Il existe au moins deux autres sources potentielles de dissipation, liées à la nature dissipative intrinsèque du système. D'une part, les matériaux de base de la balle et de la raquette sont viscoélastiques et une partie de l'énergie peut être transférée en chaleur. D'autre part, pendant la collision, il peut y avoir un déplacement relatif des surfaces de la balle et de la raquette en contact et l'énergie peut être dissipée par friction [18, 35].

Pour résumer, il y a peu d'études sur la balle et le flambage de la coque en régime dynamique et donc les conclusions ne sont pas toujours très claires. Ce qui est certain, c'est que cette instabilité va affecter les propriétés du rebond et de manière différente au régime quasistatique. Il faut donc mieux comprendre et assimiler ce phénomène, notamment les sources de dissipation mises en jeu.

1.B. Observation de la dynamique du flambage

Dans cette partie, nous exposons les résultats sur l'observation du contact entre une balle de tennis de table et une surface rigide, dans un régime dynamique. Nous rappelons que nous sommes dans le cas d'un impact normal avec une surface rigide transparente de verre.

Nous savons d'après l'état de l'art de la partie 1.A. qu'une balle rigide creuse est soumise à une instabilité de flambage, au-delà d'une certaine vitesse critique, v^c, qui a une conséquence sur le rebond de la balle. Certaines études rapportent que cette vitesse critique est relativement faible pour une balle de tennis de table (entre $3,5$ m.s^{-1} et 5 m.s^{-1}) [30, 31, 42]. Cependant, très peu proposent une observation directe du flambement pendant l'impact, et à notre connaissance, aucune ne décrit une détermination directe du profil de la coque pendant le temps de contact. Dans cette partie, nous allons nous efforcer de combler ce manque.

Pour cela, nous avons utilisé une caméra rapide (grande résolution temporelle) pour filmer le contact (petite fenêtre spatiale) entre la balle et la plaque de verre, par le dessous. Le protocole expérimental et le matériel sont disponibles dans le chapitre I.1.B.2. Nous rappelons ici que nous avons balayé des vitesses incidentes de la balle entre 2 et 13 m.s^{-1}. Qualitativement, nous observons à de faibles vitesses incidentes (typiquement en dessous de 5-6 m.s^{-1}) que la balle s'aplatit et le contact avec la vitre est un simple disque, comme sur l'image III.1b. Pour des vitesses plus importantes, la coque est soumise à une instabilité de flambement et perd le contact, au centre, avec la plaque de verre (Figure III.1c). Ainsi, la région de contact passe d'une forme circulaire à une forme annulaire, comme le montre clairement la succession d'images, pour une vitesse d'environ 10 m.s^{-1}.

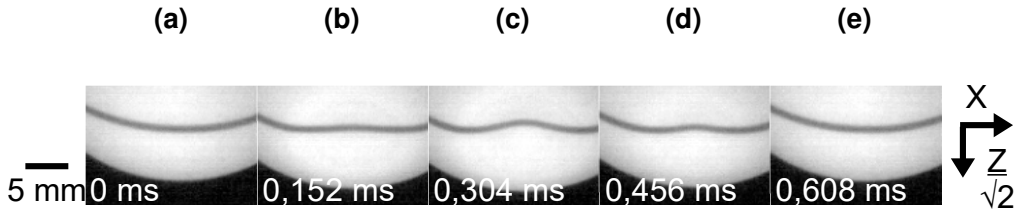

FIGURE III.1 – Série d'images de la surface de la balle lors de la collision avec la vitre à la vitesse incidente normale $v_{z,i} = 9,7$ m.s^{-1}. La ligne sombre (l'ombre d'une épingle) projetée sur la surface de la balle, révèle le profil de la coque dans la région de contact. La première image correspond au temps 0 ms, qui coïncide avec le début du contact. Seulement 1 image sur 3 enregistrées est représentée dans cette figure.

La projection d'une ligne sombre sur la surface de la balle nous a permis de remonter au profil de la coque dans le temps, en particulier la profondeur de la cloque d et le diamètre de la zone de contact D, définis sur la Figure I.16 du chapitre I. Sur la Figure III.2, nous traçons d et D, en fonction du temps t, pour différentes vitesses incidentes $v_{z,i}$. La Figure III.2a rend bien compte de l'apparition d'une cloque sur la surface de la balle. En effet, la profondeur reste nulle sur tout le temps de contact, pour une vitesse incidente $v_{z,i} = 4,4$ m.s^{-1}, alors que pour $v_{z,i} = 6,6$ m.s^{-1}, on atteint une profondeur maximale de $0,5$ mm vers l'intérieur.

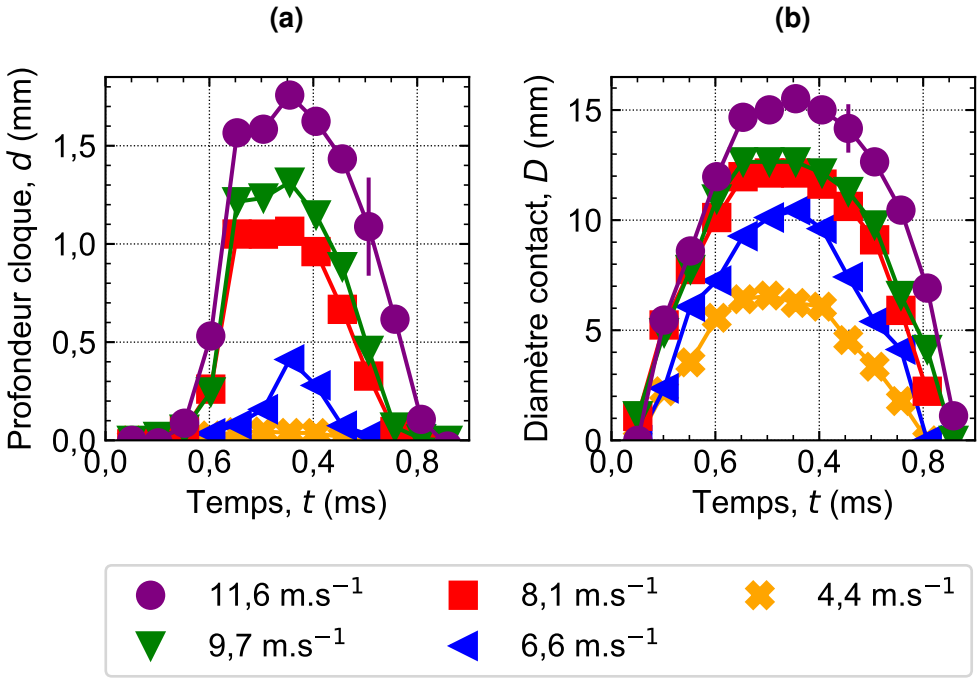

FIGURE III.2 – (a) Profondeur d de la cloque et **(b)** diamètre D du contact entre la balle et la surface rigide en fonction du temps t, pendant un impact normal. En (a), on observe que pour des vitesses $v_{z,i}$ supérieures à environ 5 m.s^{-1}, le centre de la région de contact sur la coque quitte la surface. En (b) l'évolution temporelle du diamètre D nous permet d'estimer facilement que le temps de contact reste de l'ordre de $0,6$ ms.

Une autre observation que nous pouvons faire sur ces évolutions temporelles, est une distribution asymétrique de la profondeur, d, et du diamètre, D, en fonction du temps, une asymétrie qui pourrait être due à la friction avec le substrat ou à des effets dynamiques. Sur la Figure III.2b, l'évolution temporelle de D nous permet d'estimer le déplacement de la balle vers la surface, δ, pendant le contact. Pour cela nous allons nous aider de la théorie de Hertz, qui explique comment deux objets élastiques se déforment lorsqu'ils sont en contact [29]. Une sphère solide comprimée contre une surface plane se

déforme élastiquement pour créer une zone de contact circulaire. Le diamètre D dépend de l'enfoncement δ de la sphère et de son rayon de courbure R. Dans le cas d'une déformation petite par rapport au rayon de la sphère, nous avons en première approximation la relation :

$$\delta \approx \frac{D^2}{4R}. \tag{III.1}$$

Cette relation montre que plus le rayon de courbure de la sphère est grand, moins la sphère est enfoncée dans la surface plane pour créer une même zone de contact D^2. Il faut bien noter que cette relation est valide dans le cas d'un contact de Hertz, c'est-à-dire avant que la balle flambe et jusqu'au seuil. Par soucis de simplicité, au-dessus du déplacement critique δ^c, cette même valeur de δ est utilisée pour avoir une grossière estimation du déplacement.

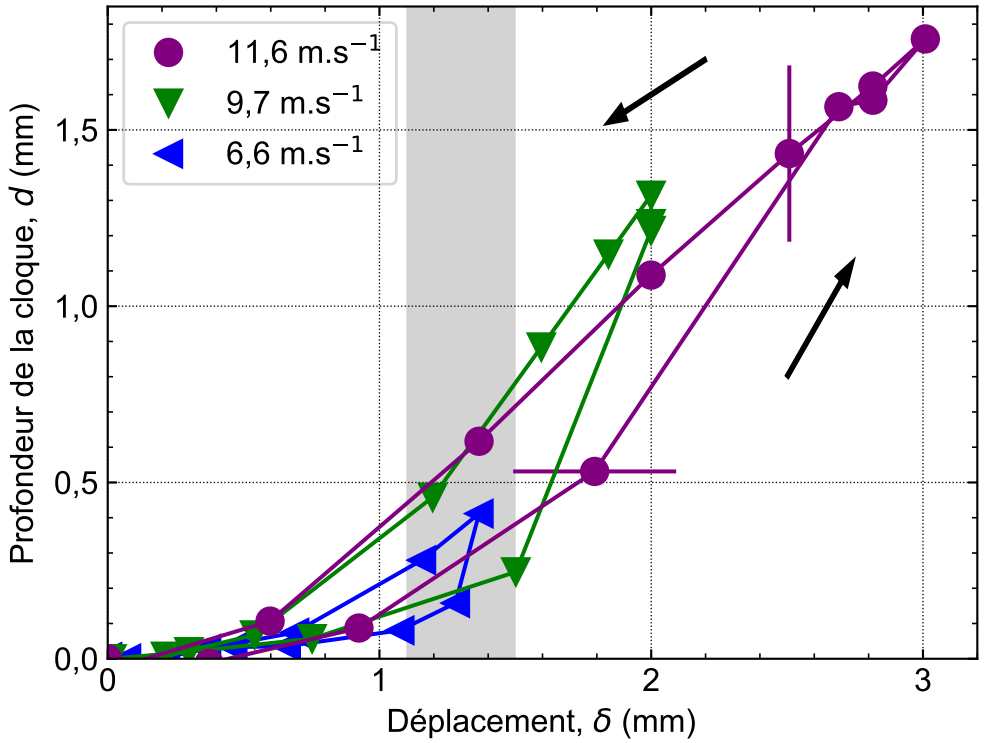

FIGURE III.3 – Profondeur de la cloque d en fonction du déplacement de la balle vers la surface δ. La ligne verticale grise souligne le seuil de l'instabilité de flambage. Les barres d'erreur s'appliquent pour tous les points et proviennent de la détection du profil, limitée par les pixels de l'image de la caméra.

Connaissant le déplacement de la balle vers la surface, il est donc intéressant de tracer la profondeur de la cloque, d, en fonction de ce déplacement δ, afin de mettre en évidence le seuil de flambement. Ce seuil en quasistatique a été identifié comme linéairement dépendant de l'épaisseur de la coque e_b [35, 38, 41], nous allons donc voir si cela tient également pour le cas dynamique. Sur la Figure III.3, on observe que d n'est pas une fonction simple de δ mais présente plutôt une boucle d'hystérésis. À partir d'un seuil critique δ^c, la profondeur de la cloque augmente rapidement, puis diminue plus lentement lorsque la balle rebondit (et donc que δ diminue). Pour un essai donné, nous manquons d'images pour déterminer δ^c de façon très précise. Nous traçons donc sur la Figure III.4 le maximum de profondeur pour tous les lancers effectués. Nous pouvons clairement voir que la balle flambe à partir d'un déplacement $\delta^c \approx (1,3 \pm 0,2)$ mm. Aussi, nous avons estimé à l'aide d'images de tomographie à rayons X, que l'épaisseur de la coque est de (522 ± 60) μm (plus de détails en II.3.A.). Ainsi, nous en déduisons que

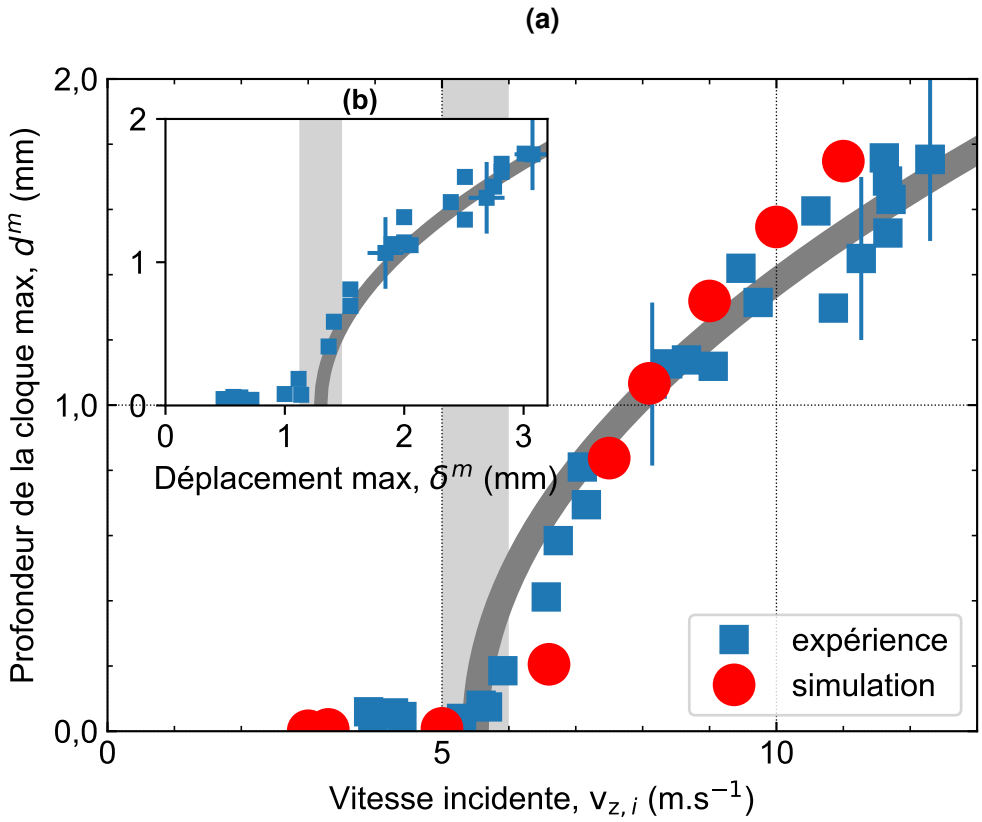

FIGURE III.4 – Profondeur maximale de la coque d^m en fonction de **(a)** la vitesse d'impact $v_{z,i}$, pour tous les lancers effectués en incidence normale. Nous observons que la coque de la balle flambe à un déplacement critique d'environ $\delta^c = (1,3 \pm 0,2)$ mm qui est atteint, dans nos expériences, pour **(b)** une vitesse d'impact de $v^c_{z,i} = (5,5 \pm 0,5)$ m.s^{-1}.

le déplacement critique δ^c est bien de l'ordre de deux fois l'épaisseur de la balle e_b. Pour aller plus loin dans l'analyse, nous voyons que δ^c est légèrement plus grand que deux fois l'épaisseur de la coque. Ce résultat n'est pas surprenant puisque le déclenchement dépend à la fois du coefficient de Poisson et de la friction avec le substrat (qui tend à retarder le flambement). Plus intéressant encore, nous avons mesuré la même valeur critique dans le régime quasistatique (chapitre 3.B.), ce qui démontre clairement que le début de l'instabilité ne change pas de manière significative lorsque la vitesse d'impact augmente.

Sur la Figure III.4, en reportant la profondeur maximale de flambage d^m, cette fois-ci en fonction de la vitesse incidente $v_{z,i}$, la bifurcation nette nous permet de déterminer précisément le seuil en vitesse. On obtient $v^c_{z,i} = (5,5 \pm 0,5)$ m.s^{-1}.

Pour conclure nous arrivons à caractériser toute la déformation d'une balle dans un régime dynamique, par la profondeur de la cloque ainsi que son diamètre au contact. Nous avons observé expérimentalement, que l'instabilité se produit lorsque le déplacement vers le substrat solide, δ, atteint une valeur critique qui est d'environ deux fois l'épaisseur de la coque de la balle. Ce résultat est identique au seuil de l'instabilité qui a été précédemment déterminé lors de compressions quasistatique de la balle dans le chapitre II.3.B. La vitesse de la balle ne change pas la façon dont elle se déforme. Ce seuil de flambement correspond, pour la balle de tennis de table considérée, à une vitesse incidente relativement faible, typiquement $5,5$ m.s^{-1}, soit environ 20 km.h^{-1}. Maintenant que ce phénomène est mieux compris pour notre balle d'étude, intéressons nous à l'impact que cela a sur les propriétés du rebond, et, dans cette configuration, sur la vitesse de la balle.

1.C. Rebonds normaux sans rotation incidente

Nous nous intéressons ici à l'étude de la restitution en vitesse et donc en énergie, lors d'un rebond normal d'une balle de tennis de table sur une surface rigide.

Plusieurs mécanismes, présentés dans l'état de l'art 1.A., peuvent réduire l'énergie cinétique de la balle après la collision. Nous allons essayer de comprendre comment le flambage de la coque, qui apparaît relativement rapidement, modifie la contribution de ces mécanismes à la dissipation d'énergie.

Nous présenterons d'abord les mesures expérimentales de la restitution en vitesse de la balle lors du rebond, puis nous confronterons nos données expérimentales à une simulation numérique pour en extraire des données quantitatives d'énergie.

1.C.1. Restitution de la vitesse

Regardons d'abord, expérimentalement, la perte de vitesse de la balle en relation avec le flambage de la coque. Pour cela nous observons les trajectoires incidente et réfléchie de la balle, afin de déterminer sa vitesse (selon le protocole présenté en chapitre I.1.B.1.). Nous nous plaçons ainsi dans une configuration avec un champ d'observation plus large ($1\,280 \times 512$ px) et donc une résolution temporelle plus faible (2 942 fps) à cause des limitations techniques de la caméra.

Nous caractérisons la perte d'énergie en mesurant le coefficient de restitution de la vitesse normale, $\varepsilon_z \equiv -\frac{v_{z,r}}{v_{z,i}}$ où $v_{z,i}$ et $v_{z,r}$ sont respectivement les vitesses incidente et réfléchie de la balle. Dans notre situation, en tenant compte du dispositif expérimental décrit, ε_z est un paramètre sans unité avec des valeurs comprises entre 0 (la balle est arrêtée) et 1 (aucune perte d'énergie). Le temps de contact τ est évalué sur les images de la précédente étude (observation de la surface de contact à haute résolution temporelle) où nous avons considéré le nombre d'images dans lesquelles le diamètre $D \neq 0$, comme observé sur la Figure III.2b. Le coefficient de restitution ε_z et le temps de contact τ en fonction de la vitesse incidente $v_{z,i}$ sont rapportés sur la Figure III.5.

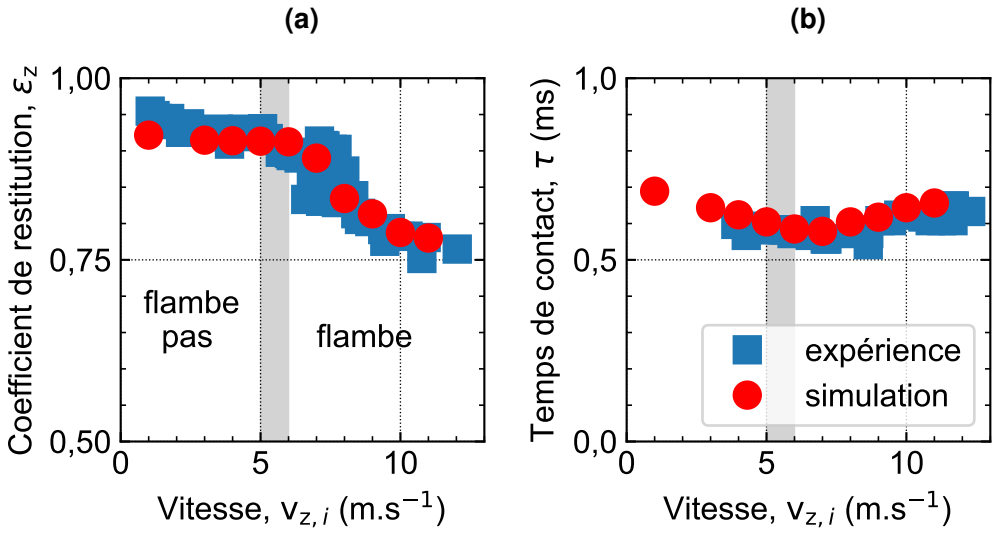

FIGURE III.5 – (a) Coefficient de restitution ε_z et **(b)** temps de contact τ en fonction de la vitesse linéaire incidente $v_{z,i}$ de la balle. Le temps de contact τ montre une baisse lente, puis augmente lorsque la balle flambe. En comparaison, le coefficient de restitution ε_z ne fait que baisser lorsque la vitesse d'impact, $v_{z,i}$, augmente et un changement de régime net apparait lorsque la balle flambe (ligne grisée). On observe une bonne corrélation entre les mesures expérimentales et les simulations EF, pour chacune des deux mesures (Les barres d'erreurs sont comprises dans la taille des points expérimentaux).

Le coefficient de restitution ε_z diminue continuellement au fur et à mesure que la vitesse incidente, $v_{z,i}$, augmente. Un net changement de régime est observé au voisinage de la vitesse critique v^c (Figure III.5a, région grisée). Ce changement de régime a déjà été observé dans des études précédentes, par d'autres auteurs [30, 42], mais nous pouvons ici associer la transition à l'instabilité de flambage. Pour le temps de contact τ, il diminue lentement jusqu'à ce que la vitesse critique v^c soit atteinte, puis augmente légèrement (Figure III.5b). Nous pouvons essayer de comprendre cette tendance en considérant un contact de Hertz. En effet, dans ce cas, la force de réaction s'écrit :

$$F = -k\,\delta^{3/2} \tag{III.2}$$

où k représente la rigidité de la coque de la balle. Le travail fourni par cette force $\mathrm{d}W$ sur le déplacement infinitésimal $\mathrm{d}\delta$ s'écrit $\mathrm{d}W = F\,\mathrm{d}\delta$, puis après intégration sur le déplacement δ, l'énergie potentielle élastique s'écrit $W_{el} = \frac{2}{5}\,k\,\delta^{\frac{5}{2}}$. En faisant un bilan d'énergie, en considérant qu'au moment où la balle entre en contact avec la surface ($t = 0$) la balle n'a que de l'énergie cinétique, qui diminue ensuite pour être stockée sous forme d'énergie potentielle élastique, il vient à tout instant t :

$$\frac{1}{2}\,m\,v_{z,i}^2 = \frac{1}{2}\,m\left(\frac{\mathrm{d}\delta}{\mathrm{d}t}\right)^2 + \frac{2}{5}\,k\,\delta^{\frac{5}{2}} \tag{III.3}$$

qui constitue une équation différentielle en δ. Il nous importe peu de connaitre l'évolution temporelle complète de δ. Le but est de remonter à une simple estimation du temps de contact, que nous pouvons supposer égal à deux fois le temps que met la balle à atteindre son maximum δ^m. D'après (III.3), l'enfoncement maximal, pour lequel la vitesse $\frac{\mathrm{d}\delta}{\mathrm{d}t}$ devient nulle, s'écrit :

$$\delta^m = \left(\frac{5\,m\,v_{z,i}^2}{4\,k}\right)^{\frac{2}{5}}. \tag{III.4}$$

D'après l'équation (III.3), nous avons aussi la relation $\mathrm{d}t = \frac{\mathrm{d}\delta}{\sqrt{v_{z,i}^2 - k\frac{4}{5m}\delta^{\frac{5}{2}}}}$. Ainsi, après intégration entre le moment où la balle entre en contact avec la surface et le moment où elle atteint son maximum de déplacement, il vient que le temps de contact,

$$\frac{\tau}{2} = \int_0^{\delta^m} \frac{\mathrm{d}\delta}{\sqrt{v_{z,i}^2 - k\frac{4}{5m}\delta^{\frac{5}{2}}}}. \tag{III.5}$$

En calculant cette intégrale sur le logiciel de calcul Mathematica [62], nous arrivons finalement à une expression du temps de contact $\tau \approx 3{,}218\left(\frac{m}{k}\right)^{2/5} v_{z,i}^{-1/5}$, où m est la masse de la balle et $v_{z,i}$ sa vitesse incidente. Cette formule nous indique que le temps de contact devrait diminuer lentement lorsque la vitesse incidente $v_{z,i}$ augmente, soit que la balle raidit avec la vitesse incidente, comme la majorité des boules pleines. C'est ce que l'on observe expérimentalement tant que la coque de la balle ne flambe pas. L'augmentation de τ pour de plus grandes vitesses est liée au flambage de la coque, où le contact de Hertz ne s'applique plus et la balle perd en rigidité par l'instabilité. Ce comportement non monotone du temps de contact τ en fonction de la vitesse incidente $v_{z,i}$ a été observé dans une étude précédente [31].

Enfin, à partir d'une valeur expérimentale du temps de contact $\tau \approx 0{,}6$ ms, on peut estimer la rigidité de la balle d'après la relation précédente, toujours en considérant un contact de Hertz, $k \approx 2{,}5 \times 10^6$ N.m$^{-3/2}$ (en prenant $m = 2{,}7$ g et $v_{z,i}^c = 5{,}5$ m.s^{-1}). En négligeant la dissipation, on peut alors obtenir, au point critique, d'après l'équation (III.4), la déformation maximale atteinte $\delta^c \approx \left(\frac{5}{4}\,\frac{m}{k}\right)^{2/5}\left(v_{z,i}^c\right)^{4/5} \approx 1{,}1$ mm qui se compare bien à la valeur expérimentale, en considérant l'approximation faite pour obtenir cette estimation.

Pour aller plus loin dans l'analyse des résultats, nous avons besoin de la simulation numérique de la même configuration.

1.C.2. Simulation numérique

Nous avons simulé le même rebond d'une balle de tennis de table en incidence normale sur une surface rigide, pour appuyer l'étude expérimentale. Les détails de la modélisation numérique sont à retrouver au chapitre I.2. L'objectif est de la confronter aux valeurs expérimentales afin d'en extraire des données non accessibles à l'expérience. En particulier, la valeur des énergies mises en jeu pendant le contact de la balle sur la surface.

a. Comparaison avec les données expérimentales

Nous reportons sur la Figure III.5a, le coefficient de restitution ε_z issu de la simulation numérique en fonction de la vitesse incidente $v_{z,i}$. La même chute des valeurs est observée autour de la vitesse critique $v^c_{z,i}$. Dans la Figure III.5b, on observe que le temps de contact τ diminue lentement jusqu'à la vitesse critique $v^c_{z,i}$, puis augmente légèrement. Dans les deux cas, l'accord avec les valeurs expérimentales est bon si l'on considère que le modèle rhéologique utilisé pour le matériau de la balle est, dans ce cas, simplifié. En effet, ce sont plutôt des modèles de Maxwell généralisés qui sont employés pour capturer la distribution des mécanismes de relaxation dans les polymères [63]. Dans notre cas, un simple élément pour rendre compte de la dissipation dans le matériau de la balle est utilisé, avec un seul temps de relaxation ajustable $\tau_1 = 1$ ms (plus d'informations disponibles au chapitre I.2.A.1.).

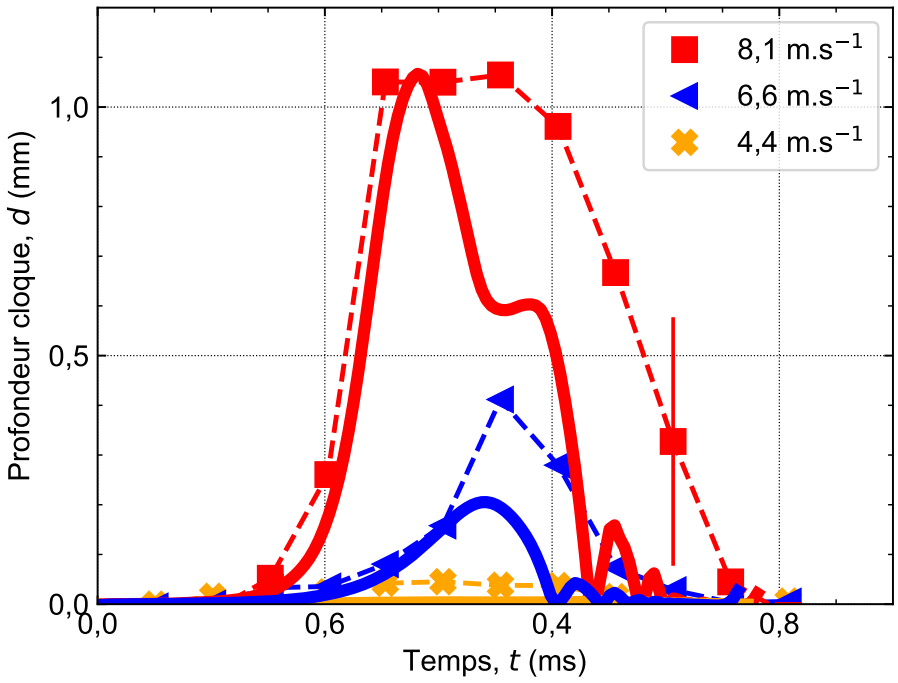

FIGURE III.6 – Profondeur de la coque d calculée par la simulation numérique (traits pleins) en fonction du temps t, pour trois différentes vitesses incidentes $v_{z,i}$. On observe que l'évolution de d correspond à celle observée expérimentalement (traits pointillés) pour la phase de montée du flambage, mais le retour élastique est plus rapide dans le cas de la simulation.

Les caractéristiques géométriques du profil de la coque sont également obtenues numériquement. La Figure III.6 montre l'évolution temporelle de la profondeur d du flambage, pour trois vitesses incidentes différentes. La coordonnée selon $\vec{z}$ du point au pôle sud de la coque est utilisée pour remonter à cette valeur d. Qualitativement, la déformation maximale de la coque augmente avec la vitesse incidente $v_{z,i}$, les valeurs numériques sont cohérentes avec les valeurs expérimentales, en ce qui concerne

l'apparition et la montée du flambage. Les maximums de la profondeur d^m correspondent comme on le voit sur la Figure III.4. Cependant, passé le maximum de profondeur, le recul de la cloque démarre plus tôt sur la simulation par rapport à ce qui est observé expérimentalement. Également, dans la simulation, il semble y avoir des phénomènes dynamiques de déformation de la coque (onde de surface par exemple), qui n'apparaissent pas ou bien ne sont pas visibles avec le dispositif expérimental.

Finalement, compte tenu du bon accord entre les données expérimentales et numériques, on peut considérer que les simulations rendent compte, du moins de manière semi-quantitative, des observations expérimentales. Comme expliqué dans la méthode numérique présentée dans le chapitre I.2.A.1., elles permettent d'accéder à des quantités qui ne sont pas accessibles expérimentalement, notamment les quantités d'énergie stockées dans la déformation élastique et dissipées par la déformation du matériau ou par la friction.

b. Énergies mises en jeu dans le rebond

Nous discutons ici, compte tenu des résultats expérimentaux et numériques exposés précédemment, des différentes contributions d'énergies dans la perte d'énergie cinétique initiale de la balle, $K_{c,i}$.

Nous avons utilisé le coefficient de restitution ε_z, qui correspond au rapport entre la vitesse linéaire réfléchie et la vitesse linéaire incidente pour caractériser la perte de vitesse (Figure III.5a). L'énergie cinétique variant comme le carré de la vitesse, ε_z permet également de caractériser la perte d'énergie. Nous avons vu que le coefficient de restitution présente deux régimes en fonction de la vitesse incidente, $v_{z,i}$, de part et d'autre de la transition de flambage. Nous allons utiliser la simulation numérique afin d'expliquer l'augmentation de cette perte.

Pour rappel, dans la simulation numérique développée, il y a trois mécanismes physiques qui peuvent expliquer une diminution de la vitesse de translation (partie I.2.A.1.) :

— La coque est encore déformée (même élastiquement) en quittant la surface solide. La balle rebondit avant même d'avoir retrouvé sa forme initiale. Dans ce cas, cette déformation élastique restante est soustraite de l'énergie cinétique.

— En raison de la viscoélasticité du matériau de la coque, la déformation de la balle entraîne une dissipation d'énergie. Cette dissipation augmente avec la valeur de la vitesse de déformation. Une partie de l'énergie cinétique incidente est dissipée en chaleur.

— Au niveau du contact entre la coque et le substrat solide, l'énergie peut être dissipée par frottement, ce qui signifie que les surfaces en question bougent l'une par rapport à l'autre. Cette source de dissipation dépend de la géométrie de la déformation de la balle et de la force normale dans la région de contact.

Toutes ces contributions, rapportées à l'énergie cinétique incidente, sont tracées sur la Figure III.7 en fonction de la vitesse incidente $v_{z,i}$. Pour plus de clarté, la dissipation visqueuse inclut les deux premières contributions énumérées ci-dessus : la déformation élastique restante après rebond (qui sera dissipée plus tard par la composante visqueuse du matériau qui, de toute façon, va amortir les vibrations de la balle), et la viscoélasticité du matériau. Qualitativement, nous observons que les deux pertes d'énergie (visqueuse et frictionnelle) augmentent avec la vitesse incidente. Nous savons déjà par la diminution du coefficient de restitution avec la vitesse incidente $v_{z,i}$ que la somme de ces contributions augmente plus que quadratiquement avec $v_{z,i}$.

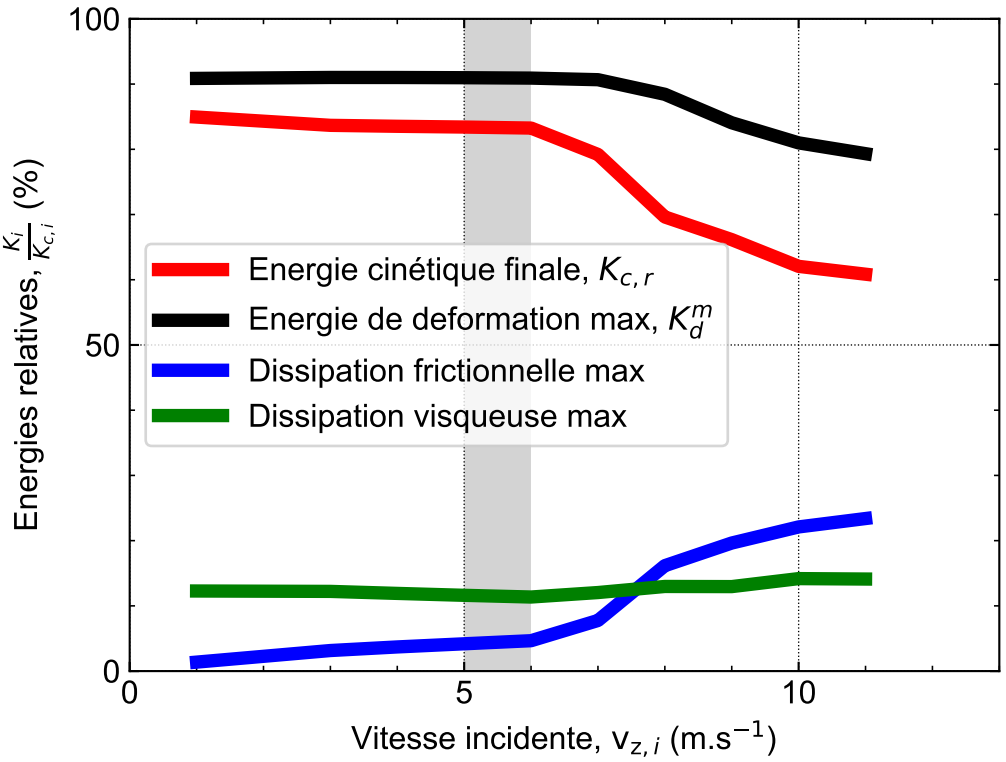

FIGURE III.7 – Contributions relatives des pertes visqueuses et frictionnelles en fonction de la vitesse incidente $v_{z,i}$, lors d'un impact normal. Les pertes par friction augmentent relativement beaucoup plus rapidement au-dessus de la vitesse critique $v_{z,i}^c$, alors que la contribution visqueuse rapportée à l'énergie cinétique incidente reste constante. Il faut noter que les contributions du frottement et de la viscosité sont des pertes intégrées sur le temps de contact. La somme des termes ne vaut donc pas 100 %.

D'abord, intéressons-nous à la dissipation résultant de la déformation visqueuse (Figure III.7). On observe que les pertes visqueuses restent presque constantes par rapport à l'énergie cinétique initiale. De manière surprenante, il n'y a pas d'effet significatif du flambage sur cette contribution (ligne verticale grise). En revanche, les pertes résultant du frottement sont presque nulles à basse vitesse et augmentent clairement lorsque la coque flambe (beaucoup plus que les pertes visqueuses). C'est cette augmentation relativement soudaine des pertes par friction qui est responsable du changement de régime observé dans le comportement du coefficient de restitution ε_z en fonction de la vitesse incidente $v_{z,i}$ (Figure III.5a). Cela explique également le comportement hystérétique de l'évolution de la cloque dans le temps (Figure III.3). La friction va avoir tendance à freiner l'apparition de la cloque et à l'inverse, lorsque la balle a rebondi, elle va ralentir le retour élastique de la coque. Ce sont donc les frottements, lors d'un impact normal, qui sont la principale source de perte de vitesse de la balle.

En résumé, nous avons rapporté une série d'expériences et une étude numérique du rebond d'une coque sphérique (une balle de tennis de table) frappant en incidence normale sur une surface solide (une plaque de verre). Les principales conclusions de ces deux études sont que le coefficient de restitution présente un changement de régime de part et d'autre de l'instabilité de flambage, uniquement du à la friction élevée qui apparaît entre la coque et la balle, la principale source de dissipation. Ce résultat est surprenant si l'on considère que la balle rebondit normalement et ne glisse a priori pas lors du rebond. Ce qui est caché dans le flambage est un déplacement très important de la coque le long de la surface pour garantir l'apparition de la cloque. Si on introduit de la rotation incidente à la balle, on ajoute inévitablement un déplacement tangentiel dans la surface et donc il peut être intéressant de regarder comment cette nouvelle friction va se confronter aux frottements dans le flambage.

1.D. Rebonds normaux avec rotation autour de la normale

Dans cette dernière partie sur un impact normal, nous allons considérer une rotation incidente de la balle de tennis de table, autour de la vitesse. Cette configuration n'est pas possible telle quelle lors d'un match de tennis de table, mais nous allons voir que les pertes en vitesse de rotation autour de la normale à la surface, interviennent de manière générale dans le rebond.

Il existe très peu d'études du rebond d'une balle dans cette configuration. Certains auteurs ont étudié l'effet d'une rotation verticale sur le roulement et la trajectoire d'une balle, s'intéressant donc à son mouvement horizontal sur une surface [64, 65], comme par exemple la trajectoire parabolique très caractéristique de la balle au bowling [66]. D'autres, encore, regardent les propriétés aérodynamiques d'une balle dans l'air lorsqu'elle tourne verticalement, avec la force de Magnus agissant latéralement dessus [67]. Mais aucune, à notre connaissance, ne s'intéresse au rebond dans ces conditions et donc au mouvement vertical. D'un point de vue purement théorique, si l'on considère une balle indéformable, le rebond ne devrait pas impacter sa rotation autour de cet axe. En effet, le contact avec la surface se réduit alors en un point, placé sur l'axe de rotation, et la force résultante sur la balle n'applique aucun moment autour de la verticale. On sait que cela n'est pas correct, la balle s'écrase sur la surface et va même flamber, passé une certaine vitesse critique. Le contact est alors une surface, qui va se déplacer par rapport au substrat avec la rotation de la balle, ce qui va créer une force de friction dans le plan du substrat, agissant sur la balle. Comment cette force peut-elle se comparer aux frottements responsables de la dissipation d'énergie dans la cloque ? Nous allons d'abord aborder le problème théoriquement de manière simple, puis le modifier après confrontation avec les résultats expérimentaux.

1.D.1. Première approche théorique simplifiée

Proposons d'abord un modèle mécanique simplifié permettant une première approche du problème, illustré sur la Figure III.8. Considérons une balle qui s'écrase en incidence normale sur une surface rigide, à la vitesse $\vec{v}_{z,i}$, en rotation autour de l'axe $\vec{z}$ à la vitesse $\vec{\omega}_{z,i}$. Dans les équations suivantes, nous supposerons que les vitesses $\vec{\omega}_{z,i}$ et $\vec{v}_{z,i}$ sont positives et tournent autour de l'axe $\vec{z}$ orienté vers le bas. La nature du problème reste inchangée en norme pour une rotation négative.

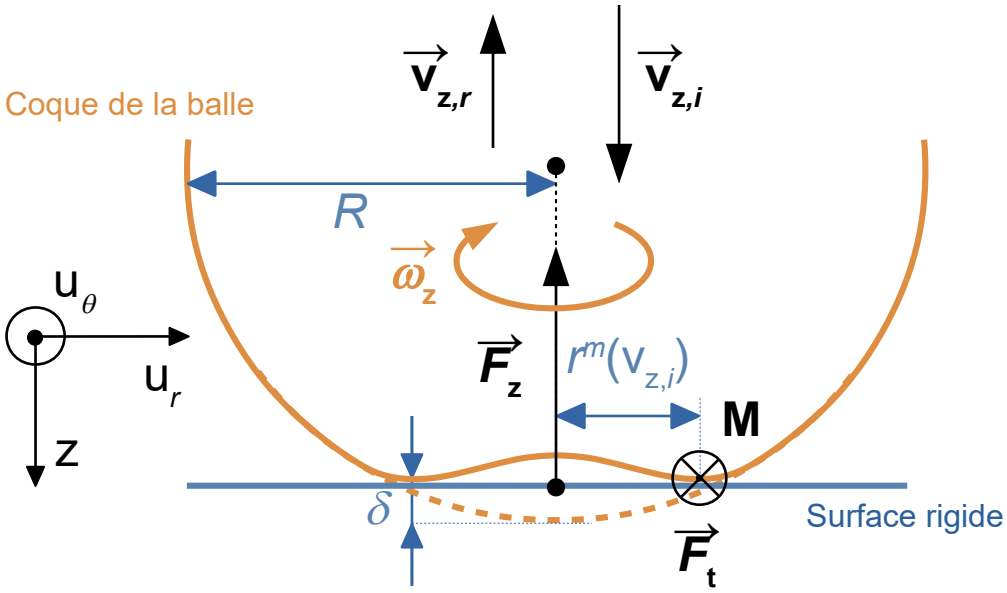

FIGURE III.8 – Schéma illustrant une balle en incidence normale, ayant une vitesse de rotation incidente selon l'axe normal à la surface, $\vec{z}$. Une force de friction F_t s'applique à une distance $r^m(v_{z,i})$ de l'axe normal. La balle rebondit avec une vitesse linéaire $v_{z,r}$ et une vitesse de rotation $\omega_{z,r}$, plus faibles.

Le moment cinétique de cette balle, $\vec{\sigma}_z$, peut donc s'exprimer comme le produit de son moment d'inertie I_z et de sa vitesse angulaire $\vec{\omega}_z$.

$$\vec{\sigma}_z = I_z \, \vec{\omega}_z \tag{III.6}$$

En particulier, dans le cas d'une sphère creuse de rayon R et de masse m, son moment d'inertie s'écrit

$$I_z = \frac{2}{3} \, m \, R^2. \tag{III.7}$$

Lors du contact avec la surface, la balle est soumise à deux forces : la force de réaction normale du support, $\vec{F}_z$, et une force de friction dans le plan de la surface, $\vec{F}_t$, que l'on va considérer s'appliquant à un rayon r de l'axe de rotation (Figure III.8). Nous savons que la balle cloque à partir d'une certaine vitesse ($v_i^c \approx 5,5$ m.s^{-1}), formant ainsi un contact annulaire avec la surface (voir les images de la Figure III.1). Ce rayon r peut donc être vu comme le rayon de l'anneau de contact. Pour des vitesses plus faibles, la surface de contact reste un disque plein et la force de friction s'exerce sur l'ensemble de ce disque. Ce rayon r n'a donc pas de réel sens physique avant le cloquage de la balle, mais nous pouvons prendre en première approximation le rayon extérieur de la surface de contact. Nous avons mesuré cette distance précédemment et nous savons qu'elle varie dans le temps t, de façon non linéaire (Figure III.2b). Afin de simplifier les équations, nous considérerons par la suite que la force s'exerce en moyenne, sur l'ensemble du temps de contact, au rayon maximal atteint par la surface de contact. Ce rayon r ne dépend maintenant plus du temps mais seulement de la vitesse incidente de la balle et nous noterons ce rayon maximal $r^m(v_{z,i})$. De plus nous considérons que la force de friction obéit aux lois de Coulomb et s'écrit $|F_t| = \mu \, |F_z|$ avec μ le coefficient de friction entre la balle et la surface. D'après le théorème du moment cinétique, en supposant que la force tangentielle est orthoradiale, la force $\vec{F}_z$ n'exerçant pas de moment, nous pouvons écrire,

$$I_z \, \Delta\vec{\omega}_z = - \int_0^\tau \left(r^m(v_{z,i}) \, \vec{u}_r \wedge |F_t| \, \vec{u}_\theta \right) \, \mathrm{d}t, \tag{III.8}$$

où τ est le temps de contact, qui varie très peu avec la vitesse incidente. Nous allons donc considérer que τ est constant ($\tau \approx 0,6$ ms, Figure III.5b). Aussi, d'après le théorème de la quantité de mouvement, en projection selon l'axe $\vec{z}$,

$$m \, (v_{z,r} - v_{z,i}) = \int_0^\tau F_z \, \mathrm{d}t, \tag{III.9}$$

où $v_{z,r}$ est la vitesse linéaire réfléchie de la balle.

a. Force normale F_z constante pendant le rebond

En considérant une force normale F_z indépendante du temps, et en notant $\varepsilon_z = -\frac{v_{z,r}}{v_{z,i}}$ le coefficient de restitution de la vitesse linéaire selon $\vec{z}$, il vient d'après l'équation (III.9) :

$$F_z = -\frac{m \, (1 + \varepsilon_z) \, v_{z,i}}{\tau} \tag{III.10}$$

La force normale F_z est proportionnelle à la vitesse incidente $v_{z,i}$. En reprenant l'équation (III.8), après intégration sur τ, la variation de vitesse de rotation s'écrit,

$$\Delta\omega_z = -\frac{3 \, \mu}{2 \, R^2} \, (1 + \varepsilon_z) \, r^m(v_{z,i}) \, v_{z,i} \tag{III.11}$$

On note que $\Delta\omega_z$ ne dépend que de la vitesse linéaire incidente de la balle $v_{z,i}$. Peu importe la valeur de la rotation initiale de la balle, on prévoit une baisse de rotation constante. Aussi, cette équation traduit que la force de friction s'oppose à la vitesse de rotation de la balle, et $\omega_{z,r}$ ne peut que baisser. Pour conclure le problème il nous faut connaître $r^m(v_{z,i})$.

b. Détermination du rayon d'application de la force de friction $r^m(\mathrm{v}_{z,i})$

b.1 Estimation théorique de $r^m(\mathrm{v}_{z,i})$ dans le cas d'un contact de Hertz

Pour le contact de Hertz, la force de réaction normale s'écrit $F_z = -k\,\delta^{\frac{3}{2}}$ où k représente la rigidité de la coque de la balle et δ est le déplacement selon $\vec{z}$. En raisonnant en termes d'énergie, en supposant qu'à l'enfoncement maximal δ^m, toute l'énergie cinétique de la balle est stockée en énergie potentielle élastique, nous avons vu dans la partie 1.C.1. que l'on peut écrire :

$$\delta^m = \left(\frac{5\,m}{4\,k}\,\mathrm{v}_{z,i}^2\right)^{\frac{2}{5}}. \tag{III.12}$$

Par ailleurs, dans le cas d'un contact de Hertz, nous avons également en première approximation $r^2 = R\,\delta$ [29]. En combinant avec l'équation (III.11) on arrive finalement à :

$$\Delta\omega_z \approx -\frac{3\,\mu}{2\,R^2}\,(1+\varepsilon_z)\,\sqrt{R}\,\left(\frac{5\,m}{4\,k}\right)^{\frac{1}{5}}\,\mathrm{v}_{z,i}^{\frac{7}{5}}. \tag{III.13}$$

La variation de vitesse de rotation $\Delta\omega_z$ varie comme la vitesse incidente à la puissance $\frac{7}{5}$. Il faut bien prendre en compte que nous sommes dans l'hypothèse d'un contact de Hertz, c'est-à-dire que la surface de la balle au contact reste un disque, ce qui est valide seulement avant le flambage de la coque. Cette valeur de $r^m(\mathrm{v}_{z,i})$ doit donc être considérée simplement comme une première estimation.

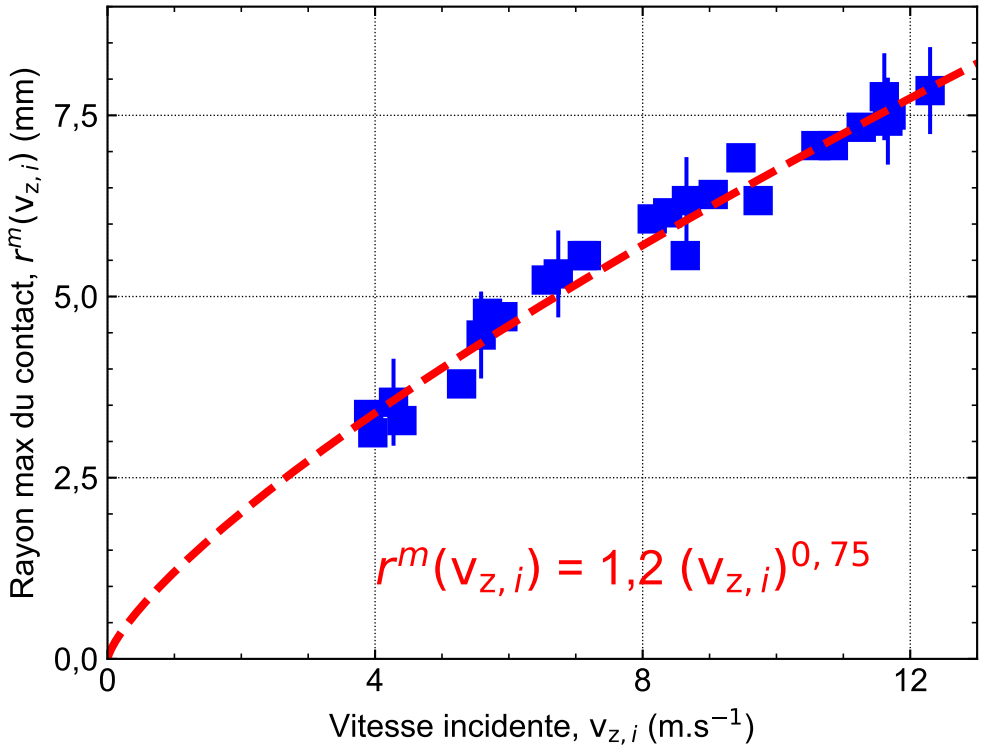

FIGURE III.9 – Rayon maximal de la zone de contact entre la balle et un substrat solide, en fonction de la vitesse incidente de la balle $\mathrm{v}_{z,i}$, déterminé lors d'un impact normal dans la partie 1.B. La ligne pointillée en rouge correspond à l'interpolation des données expérimentales selon la méthode des moindres carrés.

b.2 Estimation expérimentale de $r^m(\mathrm{v}_{z,i})$ selon les essais sans rotation

Dans la précédente étude d'observation du flambage dans un domaine dynamique, nous avons mesuré le diamètre de la zone de contact en fonction de la vitesse incidente (section 1.B.). Nous reportons le rayon maximal déterminé sur tous nos lancers, sur la Figure III.9.

En faisant une interpolation (méthode des moindres carrés) sur l'ensemble des points de mesure du rayon maximal, nous tombons sur une relation de la forme :

$$r^m(\mathrm{v}_{z,i}) \approx 0,0012\,(\mathrm{v}_{z,i})^{0,75}. \tag{III.14}$$

Si l'on prend en compte cette valeur expérimentale, la variation de la vitesse de rotation $\Delta\omega_z$ devrait varier comme la vitesse incidente à la puissance $\frac{7}{4}$, selon l'équation (III.11). Il faut noter que cet exposant de $0,75$ provient d'une interpolation sur des distances expérimentales, mesurées sur des images à très haute résolution temporelle, où l'erreur n'est pas négligeable. En prenant en compte les barres d'erreur de ces données, nous estimons que le coefficient vaut $(0,75 \pm 0,15)$.

Pour résumer, nous constatons que le rayon maximal du contact $r^m(\mathrm{v}_{z,i})$ augmente moins que linéairement avec la vitesse incidente, que l'on se place dans le cas théorique d'un contact de Hertz, ou si l'on se fie aux valeurs expérimentales d'un rebond simplement normal. Ce raidissement de la balle est supérieur si l'on considère un contact de Hertz. Nous avons donc une estimation de la variation de vitesse angulaire $\Delta\omega_z$, qui ne dépend que de $\mathrm{v}_{z,i}$, selon l'équation (III.11). Des mesures expérimentales sont nécessaires pour valider la pertinence de ce modèle.

1.D.2. Résultats expérimentaux

Nous présentons ici les données expérimentales d'un rebond normal d'une balle de tennis de table, pour différentes valeurs de rotation incidente autour de son vecteur vitesse.

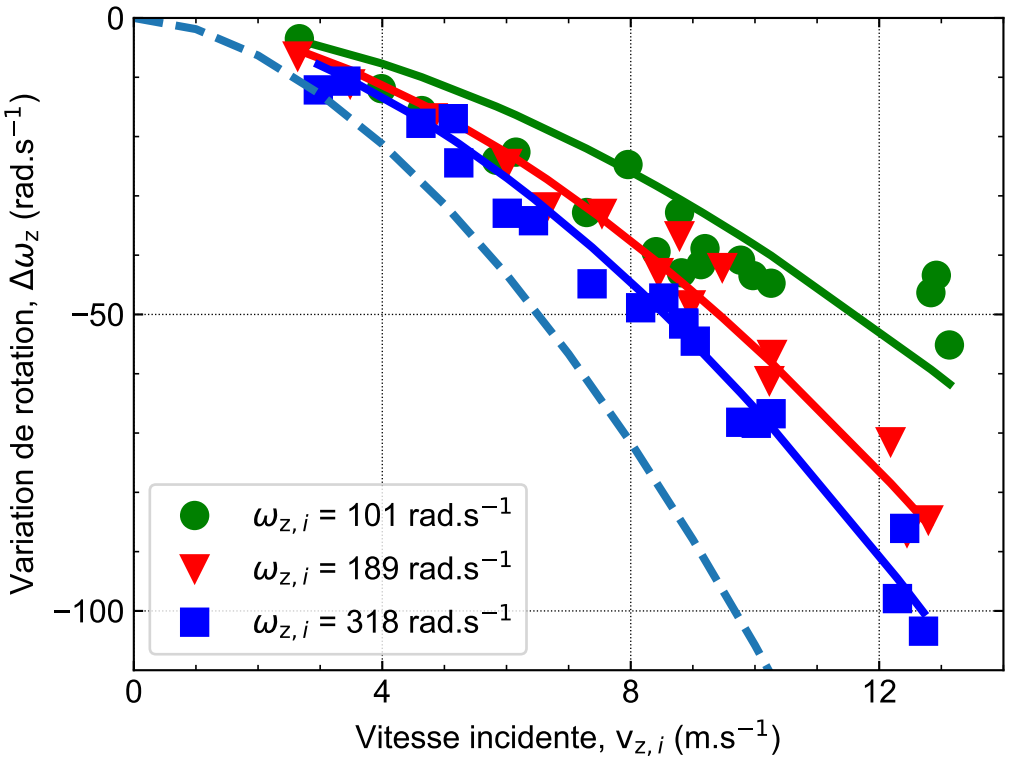

FIGURE III.10 – Variation de la vitesse de rotation d'une balle de tennis de table selon l'axe normal, $\Delta\omega_z$, en fonction de sa vitesse incidente, $\mathrm{v}_{z,i}$, lors d'un impact normal sur une surface rigide. La variation $\Delta\omega_z$ montre une dépendance avec la vitesse angulaire incidente $\omega_{z,i}$. Les lignes continues représentent le modèle proposé par l'équation (III.32), en fixant les paramètres ajustables $b = 0,706$ et $a = 0,085$. La ligne pointillée correspond à l'équation (III.11), lorsque toute la force de friction participe à freiner la rotation autour de $\vec{z}$.

Nous traçons la perte de vitesse de rotation mesurée, $\Delta\omega_z$, en fonction de la vitesse incidente de la balle, $v_{z,i}$, sur la Figure III.10. Nous observons bien une tendance décroissante comme attendu. Cependant, $\Delta\omega_z$ montre une claire dépendance en fonction de la vitesse de rotation incidente $\omega_{z,i}$. Son amplitude augmente avec la vitesse de rotation incidente, si bien que l'équation (III.11) ne soit pas complètement vérifiée. Rappelons que de nombreuses hypothèses ont été faites, notamment que la force de friction s'exerce en moyenne sur le temps de contact au rayon maximal. Essayons donc de trouver une nouvelle approche.

1.D.3. Modèle de restitution en vitesse de rotation ω_z

Nous allons développer un modèle mécanique qui permette de rendre compte de la dépendance de la variation de vitesse de rotation selon $\vec{z}$, en fonction de la vitesse angulaire incidente. Jusque-là, nous avons considéré la force de friction $|F_t| = \mu |F_z|$ orthoradiale à la surface de contact. De fait, elle participe complètement au moment qui vient diminuer la rotation de la balle. C'est ce que traduit l'équation (III.8). On peut le voir autrement et raisonner en termes de vitesse du point de contact M. En effet, le frottement s'oppose au mouvement, et le vecteur force de friction $\vec{F}_t$ au point de contact M, est de même direction et de sens opposé au vecteur vitesse v^M, comme il est représenté sur la Figure III.11. La vitesse du point de contact considérée jusque-là est donc uniquement tangentielle à l'anneau de contact et vaut $v^M = v_{ortho}$.

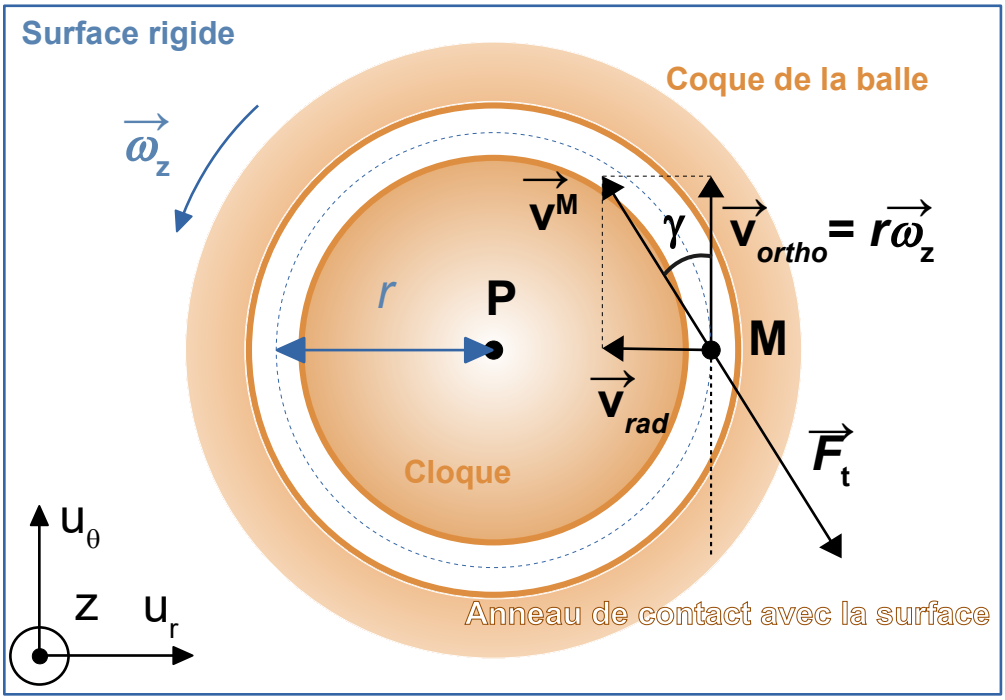

FIGURE III.11 – Schéma en vue de dessous du contact entre la balle de tennis de table et une surface rigide, pendant un impact normal où la balle flambe. La balle arrive avec une vitesse de rotation $\omega_{z,i}$ et donc une vitesse orthoradiale $\vec{v}_{ortho}$ au point de contact M, à une distance r du centre du contact. Le flambage impose un contact annulaire entre la balle et le substrat (anneau blanc sur la figure), contact qui bouge dans le temps, ce qui induit une vitesse radiale $\vec{v}_{rad}$ au point de contact M. La force de friction $\vec{F}_t$ exerçant un couple sur la balle est donc diminuée d'un facteur $\cos(\gamma)$, γ étant un angle qui dépend de la vitesse de rotation de la balle $\omega_{z,i}$.

Cependant, l'une des conclusions de l'étude de la balle en incidence normale sans rotation incidente (partie 1.C.) est que la principale cause de dissipation d'énergie lors du flambage de la balle vient de la friction avec la surface qui va résister à la croissance (ou décroissance) de la cloque. En effet, lorsque la balle flambe, la zone de contact est identifiée comme étant un anneau dont le rayon r augmente jusqu'à l'écrasement maximal. Le point de contact M aura donc un mouvement radial vers l'extérieur.

Aussi, naturellement, il doit y avoir un déplacement de matière vers l'intérieur de la coque pour garantir sa croissance. Dans les deux cas, le point de contact M a une vitesse radiale $\vec{v}_{rad}$ et donc l'on doit prendre en compte une composante radiale opposée de la force de friction (Figure III.11). L'intensité totale de la force de friction étant fixée par la contrainte normale et les lois de Coulomb, l'existence de cette composante radiale de la vitesse conduit à une diminution du couple qui freine la rotation selon $\vec{z}$.

Notons γ l'angle entre la direction orthoradiale (prise comme étant $\vec{u}_\theta$ dans l'exemple de la Figure III.11) et le vecteur vitesse du point M $\vec{v}^{\mathrm{M}}$. Cet angle va imposer la direction de la force tangentielle puisque les deux vecteurs sont opposés. Comme nous considérons maintenant un déplacement radial de M, il n'est plus pertinent de considérer que $\vec{F}_\mathrm{t}$ s'applique au rayon maximal $r^m(\mathrm{v}_{\mathrm{z},i})$ et nous allons introduire un coefficient normé b, tel que $r = b\, r^m(\mathrm{v}_{\mathrm{z},i})$. Ce coefficient b peut être vu comme le rayon moyen auquel la force de friction $\vec{F}_\mathrm{t}$ s'applique sur le temps de contact τ. Le cas $b = 1$ correspond au point d'application de la force considéré précédemment. Nous ne connaissons pas la valeur de cette vitesse radiale v_{rad} mais nous pouvons considérer qu'elle ne dépend que de l'évolution de r et donc sa valeur moyenne peut s'écrire sous la forme $\mathrm{v}_{rad} = \frac{a\,r}{\tau}$, où $a\,r$ est une distance caractéristique sur laquelle l'anneau s'est déplacé pendant le temps de contact τ. La composante orthoradiale de la force qui applique un moment de rotation à la balle, s'écrit finalement :

$$F_\mathrm{t}\,\cos(\gamma) = F_\mathrm{t}\,\frac{\omega_{\mathrm{z},i}\,\tau}{\sqrt{(\omega_{\mathrm{z},i}\,\tau)^2 + a^2}}. \tag{III.15}$$

Notons que pour $\gamma = 0°$, nous retrouvons le cas précédemment considéré. Nous avons estimé le rayon à l'enfoncement maximal $r^m(\mathrm{v}_{\mathrm{z},i})$ à partir des données expérimentales lors d'un impact normal, selon la relation de l'équation (III.14). En incorporant le coefficient b et en tenant compte que $\cos(\gamma)$ ne dépend pas du temps, l'équation (III.11) peut maintenant s'écrire :

$$\Delta\omega_\mathrm{z} \approx -\left[\frac{3\,\mu}{2\,R^2}\,(1+\varepsilon_\mathrm{z})\right]\, 0,0012\, b\,(\mathrm{v}_{\mathrm{z},i})^{1,75}\,\cos(\gamma). \tag{III.16}$$

Nous arrivons à une nouvelle relation reliant la variation de vitesse de rotation $\Delta\omega_\mathrm{z}$ à $\mathrm{v}_{\mathrm{z},i}$ mais également à $\omega_{\mathrm{z},i}$ avec le cosinus de l'angle γ. Dans la suite, nous allons voir comment ce nouveau modèle, prenant en compte une composante radiale de la force de friction qui vient abaisser le moment exercé sur la balle, parvient à mieux expliquer les observations expérimentales.

a. Comparaison avec les données expérimentales

Le second modèle nous donne une fonction $\Delta\omega_\mathrm{z}$ qui dépend de deux variables indépendantes $\mathrm{v}_{\mathrm{z},i}$ et $\omega_{\mathrm{z},i}$. Nous avons interpolé les données expérimentales selon ces deux variables, en gardant les 2 paramètres ajustables a et b, et en fixant $\tau = 0,5$ ms, $\varepsilon_\mathrm{z} = 0,9$, $\mu = 0,22$ et $R = 0,02$ m d'après les études précédentes. L'interpolation nous donne une valeur de $b = 0,706$ et $a = 0,085$, que nous avons tracé sur la Figure III.10.

Notons que le modèle modifié permet de reproduire les résultats expérimentaux. Il rend bien compte de l'augmentation de l'amplitude de la variation de vitesse de rotation $\Delta\omega_\mathrm{z}$ avec la vitesse de rotation incidente $\omega_{\mathrm{z},i}$. Les deux paramètres ajustables a et b ont un réel sens physique. La valeur de b nous indique qu'en moyenne sur le temps de contact, on peut considérer que la force de friction $\vec{F}_\mathrm{t}$ s'applique à une distance de $0,7$ fois le rayon maximal du contact entre la balle et la surface. Cette valeur est tout à fait vraisemblable. La valeur de a nous indique que radialement, le point M parcourt l'équivalent d'une distance de $0,085$ fois sa distance au centre du contact, r, pendant le temps τ. Nous n'avons cependant pas l'information sur l'orientation de cette distance. Cette distance est relativement faible et vient peut-être du fait que les deux contributions (la vitesse de l'anneau et la vitesse de la matière entrant dans la cloque) se compensent. En tout cas, cela confirme de la nécessité de considérer la composante radiale de la friction, responsable des pertes dans le flambage de la balle, et donc en vitesse normale.

Dans les hypothèses du modèle théorique jusqu'alors proposé, $\omega_{z,i}$ influe seulement sur l'angle γ qui écarte la force de friction totale F_t de u_θ (schéma III.11). La norme de la force, elle, reste inchangée et vaut $|F_t| = \mu |F_z|$. De même, la vitesse radiale est indépendante de $\omega_{z,i}$, elle varie simplement avec la vitesse normale incidente et vaut $v_{rad} = \frac{a}{\tau} r(v_{z,i})$. Avec cette déformation radiale du contact, γ ne pourra jamais valoir zéro et les pertes de vitesses de rotation ne pourront que tendre vers le maximum $\Delta\omega_z$ calculé dans la première version du modèle, dans l'équation (III.11). Nous traçons cette valeur sur la Figure III.10, par une ligne en pointillés. Pour une vitesse donnée, cette variation maximale est approchée par l'augmentation de $\omega_{z,i}$ et la limite augmente avec $v_{z,i}$, puisque la friction totale μF_z augmente alors. En quelque sorte, cette force de friction radiale va agir à moins freiner la vitesse de rotation.

Essayons de développer une approche physique qui puisse permettre de rendre compte de cette vitesse radiale. La coque de la balle étant inextensible, on peut essayer de voir cette vitesse comme le rapprochement de matière vers le centre du contact pendant la formation de la cloque. Supposons que la cloque a la forme d'une sinusoïde, dont la longueur d'onde correspond au diamètre du contact D et l'amplitude correspond à la moitié de la profondeur de la cloque $\frac{d}{2}$. Le déplacement de matière qui est rentré dans la cloque correspond à la différence Δl entre la longueur de courbe de la sinusoïde et la longueur d'onde D (balle simplement aplatie sans formation de cloque). Après intégration d'un élément infinitésimal de longueur de courbe d'une fonction sinus sur sa longueur d'onde D, en première approximation, nous avons $\Delta l = \pi^2 \frac{d^2}{4D}$. Prenons les valeurs maximales de $D = 13$ mm et $d = 1,3$ mm sur la Figure III.2 qui sont atteintes au temps $\tau/2$, pour un lancer à 10 m.s^{-1}, où la balle flambe bien. La vitesse d'entrée de matière dans la coque est donc $v_{rad} \approx 0,53$ m.s^{-1}.

De plus, d'après l'interpolation précédente sur les valeurs expérimentales, nous avons conclut que le point M parcourt la distance $a\,r$ pendant le temps τ donc une vitesse $v_{rad} \approx a\,b\,\frac{r^m(v_{z,i})}{\tau} \approx 0,67$ m.s^{-1}. Les valeurs sont dans le même ordre de grandeur et se comparent bien. On note que v_{rad} est non négligeable devant la vitesse de rotation de la balle $\omega_{z,i} \approx 100$ rad.s^{-1} et donc devant la vitesse $v_{ortho} \approx 2$ m.s^{-1}, d'où la nécessité de prendre en compte cette composante radiale.

Enfin, si l'on considère des quantités qui varient sinusoïdalement dans le temps au lieu de prendre en compte les valeurs maximales constantes de la force et de son rayon d'application, un coefficient multiplicatif apparaît dans la valeur de $r^m(v_{z,i})$. Ce coefficient peut être interprété comme la valeur moyenne d'un sinus sur l'intervalle de 0 à π, qui est d'environ $0,64$. Cette valeur est proche de celle expérimentalement déterminée pour b.

b. Limitations du modèle

La Figure III.12 présente le tracé du coefficient de restitution en vitesse normale ε_z pour différentes vitesses de rotation incidente de la balle $\omega_{z,i}$. On observe que tous les points suivent la même tendance, ce qui suggère une indépendance de la dynamique par rapport à la direction normale de la surface de la balle. Cependant, en introduisant cette vitesse radiale, nous créons une dépendance de ε_z avec la vitesse de rotation $\omega_{z,i}$. En effet, plus cette vitesse de rotation incidente est élevée, plus la vitesse orthoradiale l'est également et donc la composante de la force de friction projetée radialement sera faible. Le travail de cette force sera plus faible également, et comme nous avons vu que c'est bien cette friction radiale qui dissipe l'essentiel de l'énergie dans le flambage de la balle (Figure III.7), les pertes d'énergie en sortie du rebond seront réduites. En résumé, selon le modèle exposé, une vitesse de rotation élevée tend à augmenter le coefficient de restitution normal ε_z, ce que nous n'observons pas expérimentalement.

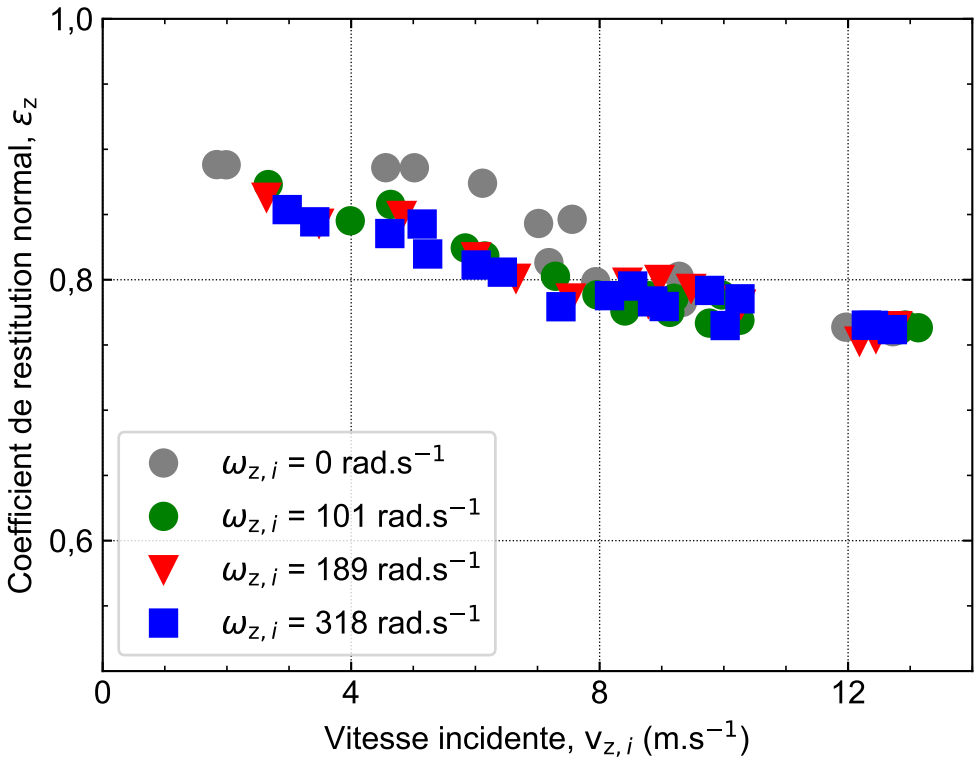

FIGURE III.12 – Coefficient de restitution de la vitesse normale, ε_z, en fonction de la vitesse linéaire incidente de la balle $v_{z,i}$, lors d'un impact normal avec une rotation incidente de la balle autour de $\vec{z}$. Le coefficient ε_z ne varie pas en fonction de la vitesse de rotation incidente de la balle $\omega_{z,i}$. Un changement de régime apparaît autour de $v^c_{z,i} \approx 5$ m.s^{-1}, comme observé précédemment.

Pour conclure, nous avons exposé une première étude du rebond d'une balle de tennis de table en incidence normale, ayant une rotation verticale autour de son vecteur vitesse. Il en ressort des informations très intéressantes non triviales. En particulier, un modèle mécanique prenant en compte une force de friction s'exerçant orthogonalement au rayon d'écrasement de la balle, permet d'expliquer la décroissance de la vitesse de rotation, mais n'explique pas la dépendance de cette baisse de rotation avec la rotation incidente de la balle. Pour cela, il faut intégrer une composante de cette force de friction radialement au contact, une friction qui se justifie par la croissance de la cloque dans le temps et que l'on a vu responsable de la dissipation d'énergie lors du flambage de la balle. L'interpolation des données expérimentales nous indique que la force de friction s'applique à une distance de 70 % du rayon maximal atteint par la cloque et que le point de contact se déplace en moyenne sur une distance de 8,5 % ce rayon. Cependant, cette vitesse radiale du point de contact change notre lecture d'autres propriétés, et vient parfois bouleverser les conclusions précédemment faites. Nous regarderons la pertinence de l'inclure dans le modèle de rebond général de la balle sur surface rigide, vers lequel nous souhaitons aboutir.

1.E. Résumé

Pour résumer cette première étude, la configuration du rebond dans un cas simple en incidence normale, nous a permis de caractériser de nombreux aspects du comportement de la balle. Premièrement, nous avons pu observer de manière directe le profil de l'instabilité de flambage et mettre en évidence

un seuil en déplacement de deux fois l'épaisseur de la coque, similaire à ce que l'on mesure en quasi-statique, bien que légèrement supérieur. Cela n'est pas surprenant puisqu'avec l'aide de la simulation numérique, nous avons vu que c'est la friction qui est la principale cause de dissipation d'énergie dans la cloque, et non la viscosité du matériau. Et cette friction, qui augmente plus que quadratiquement avec la vitesse incidente de la balle, se traduit par une chute du coefficient de restitution de la balle lorsqu'elle flambe, ainsi qu'une évolution non symétrique de la cloque dans le temps.

Deuxièmement, nous avons caractérisé une autre configuration du rebond, celle d'une rotation incidente autour de l'axe normal, pour l'intérêt qu'elle présente dans un comportement général ainsi que pour introduire un mouvement distinct dans la surface de contact, et donc une autre composante du frottement. Les résultats collent avec le flambage de la coque dans le sens où il faut considérer de la friction s'exerçant radialement au contact pour expliquer la baisse de la rotation avec la vitesse de rotation incidente de la balle.

Cela nous pousse à aller plus loin, sur des configurations devenant plus complexes en deux dimensions. D'une part, on se rapproche de conditions plus réalistes à celles rencontrées en jeu, et on introduit un mouvement incident de la balle selon la surface, qui crée une force de friction mettant la balle en rotation. Notre simulation numérique étant maintenant bien robuste, le flambage de la coque mieux compris et la friction dans une rotation autour de la normale étant bien appréhendée, nous avons tous les outils pour explorer des situations avec un angle d'incidence.

2. Incidence oblique de la balle

Dans cette partie, nous exposons les résultats d'un rebond de la balle de tennis de table en incidence oblique sur une surface rigide. Nous noterons θ l'angle que fait la balle avec la normale à la surface. Ainsi un angle de $\theta_i = 0^\circ$ correspond au cas de l'incidence normale.

Cette étude est une suite logique du rebond sous incidence normale. Lors d'un match de tennis de table, la balle arrive rarement normalement à la raquette. Les joueurs vont constamment incliner leur raquette pour essayer d'accélérer la balle vers l'avant lors d'un coup offensif ou la freiner lors d'un coup défensif. La balle a donc, dans la plupart des cas, également une forte vitesse de rotation qui influencera la manière dont ils la contrôleront et s'y adapteront. Si la balle tourne peu au service par exemple, l'adversaire pourra plus facilement terminer le point, selon le DTN de la FFTT. Pareillement, la balle n'arrive jamais normale à la table. Par exemple, si l'on considère que le joueur frappe la balle à une hauteur de 1 m au-dessus de la table, afin de renvoyer la balle sur la table 2 m plus loin, l'angle entre la trajectoire de la balle et la table est d'environ 26°.

Afin d'étudier le rebond de la balle dans des conditions plus réalistes de jeu, où de la rotation rentre en compte, nous allons tout naturellement incliner la surface d'impact par rapport à la trajectoire de la balle, avec le dispositif présenté en chapitre I.1.B.1. La balle arrive maintenant selon deux directions de l'espace, dans un plan. Lors du contact, la force a une composante supplémentaire, tangentielle à la surface, qui exercera ainsi un moment de rotation à la balle. Afin de rester dans une situation simple et rapide à mettre en place, nous n'imposerons pas de rotation incidente à la balle. Le problème pourra ainsi être appréhendé plus facilement, avec l'objectif de généraliser plus tard à un modèle de rebond sur surface rigide. Cette configuration a déjà été abordée et a montré des résultats attrayants lors des caractérisations préliminaires du chapitre II.1. Une question fondamentale qui se pose, est celle du flambage. Est-ce que ce phénomène étudié en incidence normale en partie 1. se manifeste par des changements aussi nets des propriétés de la balle ? Le rôle du mouvement tangentiel dans le rebond et la mise en rotation de la balle se pose également. Comment cette nouvelle force de friction du mouvement tangentiel va-t-elle se confronter à la friction qui dissipe de l'énergie dans le flambage, et plus globalement, au mouvement normal ?

Nous commencerons par introduire un état de l'art du rebond d'une balle en incidence oblique, puis nous exposerons nos résultats expérimentaux sur surface rigide inclinée, sans rotation incidente. Ensuite, à titre de comparaison, afin de changer les propriétés du contact, nous mènerons la même étude sur une balle d'un matériau différent. Cela nous aidera à généraliser le problème dans le cas d'une rotation incidente quelconque.

2.A. État de l'art du rebond oblique d'une balle

De nombreux auteurs ont étudié le rebond d'une balle en incidence oblique, le plus souvent sans rotation initiale [68–71]. D'un point de vue purement théorique, si l'on considère une balle parfaitement rigide lors de l'impact, la balle commencera à rouler si la force de friction est suffisamment grande, indépendamment de la masse et de la taille de la balle. Sinon, la balle glissera et les propriétés de rebond sont déterminées à la fois par le coefficient de friction et le coefficient de restitution de la vitesse normale. Ces équations sont détaillées par Brody [68]. Il est intéressant de mentionner que cette théorie néglige la déformation élastique des corps solides. Maw *et al.* ont développé un modèle numérique qui étend la théorie du contact de Hertz, en divisant la surface de contact en anneaux concentriques parmi lesquels certains glissent et d'autres adhèrent à la surface. Le résultat est que la force de friction s'inverse pendant le rebond, permettant à la balle de tourner plus rapidement que ce qui est prédit par la condition de roulement [72]. Ce modèle a été validé expérimentalement lors de l'étude d'une balle solide parfaitement élastique sur une surface similaire [73–76].

Il existe très peu d'études sur le rebond de sphères creuses, qui sont inélastiques, sur une surface considérée parfaitement élastique, en incidence oblique. On peut se demander quel modèle doit être pris en compte si l'on considère que seule la balle se déforme. Cross a étudié le comportement des balles de tennis sur différentes surfaces et montre que la balle ne roule que sur une surface à fort coefficient de friction, à un angle d'incidence élevé de 45° par rapport à la surface [69]. De plus, il est arrivé à la conclusion que les balles qui rebondissent, y compris les balles de tennis, ne roulent pas [70]. Aussi, la plupart des études présentées ci-dessus sont réalisées à des vitesses linéaires incidentes faibles, de l'ordre de 3 à 4 $\mathrm{m.s^{-1}}$.

Pourtant, on sait qu'une sphère à paroi mince se déforme au-delà d'une vitesse critique, qui dépend de l'épaisseur de la coque et des propriétés du matériau [33], comme nous l'avons vu dans la partie 1.B. Le flambage de la balle peut avoir des conséquences importantes sur la rotation de la balle après le rebond.

Dans cette étude du rebond de la balle sur une surface rigide inclinée, on va donc considérer une large gamme de vitesses linéaires incidentes (de 2 à 13 $\mathrm{m.s^{-1}}$) où la balle peut flamber, pour voir s'il a un impact sur la mise en rotation. Nous savons déjà que la balle utilisée flambe à partir d'une vitesse normale d'environ $5,5$ $\mathrm{m.s^{-1}}$ (voir partie 1.B.). Nous regarderons aussi si un modèle mécanique permet de prédire la rotation de la balle de tennis de table, sur une surface infiniment rigide, en comparant toujours par rapport au cas idéal du roulement.

2.B. Rebonds obliques sans rotation incidente

Nous nous focalisons ici sur le rebond en incidence oblique de la balle sans vitesse de rotation incidente, sur une surface rigide. Nous aborderons préalablement le problème par un modèle analytique, en distinguant les phases où la balle roule et glisse complètement.

Comme nous l'avons évoqué en introduction de ce chapitre, cette première configuration est simple à mettre en place, il suffit d'incliner la surface d'étude sur le précédent dispositif expérimental présenté en I.1.A.3. Le fait de se limiter à des situations sans rotation initiale vient du fait que notre percuteur de balle ne le permet pas actuellement. Cependant, cela a l'avantage d'être une configuration simple dans l'objectif de mieux appréhender le problème et nous pouvons aussi effectuer des mesures très précises et répétables sur ce dispositif. La balle arrive donc verticalement sur une surface solide inclinée d'un angle α, comme le montre la Figure III.13 dans un cas général. Nous avons effectué des rebonds en faisant varier α entre 0 et 60° et des vitesses incidentes de la balle v_i entre 2 et 13 m.s^{-1}.

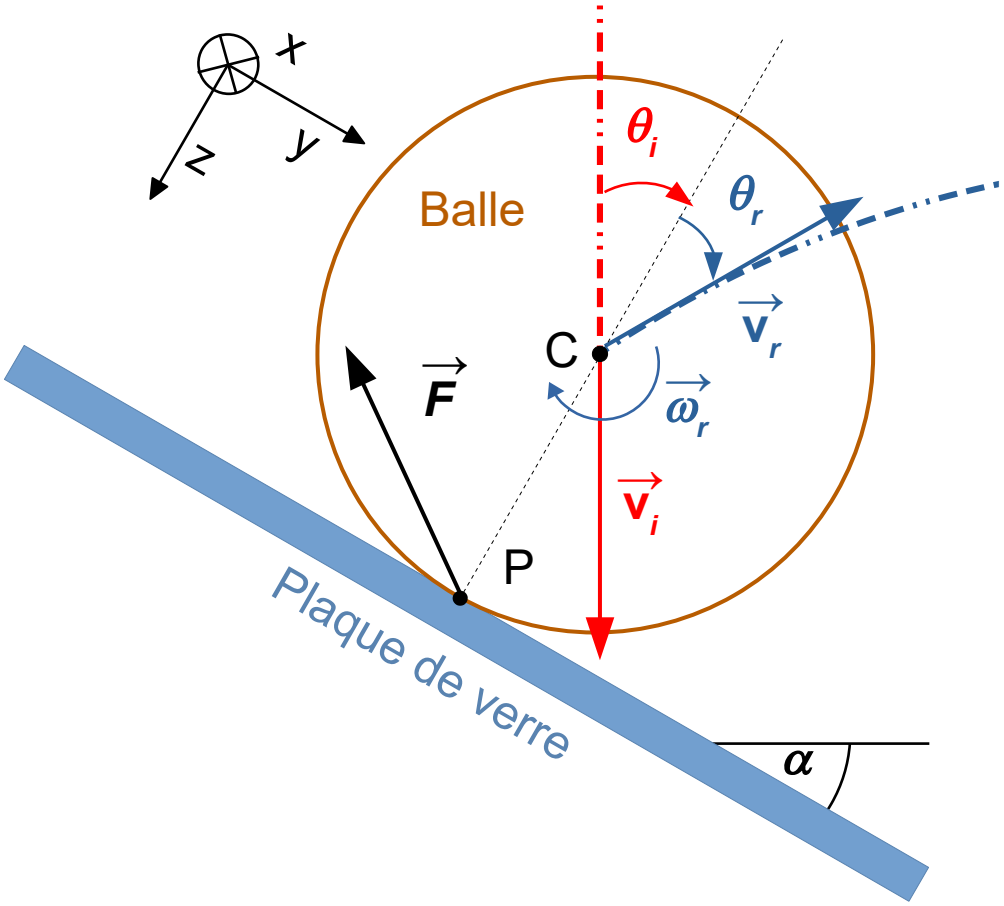

FIGURE III.13 – Schéma de l'impact vertical d'une balle sur une surface rigide inclinée de l'angle α par rapport à l'horizontale. La balle atteint la surface solide avec la vitesse incidente verticale $\vec{v}_i$ sans rotation initiale. Après le rebond, sous l'action de la force de contact $\vec{F}$ pendant la collision, la balle est mise en rotation à la vitesse angulaire $\vec{\omega}_{x,r}$ et la vitesse réfléchie de la balle $\vec{v}_r$ forme un angle θ_r avec la normale à la surface.

L'angle d'incidence de la balle θ_i est défini comme étant l'angle entre la vitesse incidente $\vec{v}_i$ et l'axe $\vec{z}$. Il est orienté de manière à suivre l'angle d'inclinaison α de la surface, et dans le cas où la balle arrive parfaitement verticale, nous avons $\theta_i = \alpha$. Sous l'effet de la force de contact $\vec{F}$ pendant la collision, la balle commence à tourner. Elle quitte la surface avec la vitesse réfléchie $\vec{v}_r$ et tourne avec la vitesse angulaire $\vec{\omega}_{x,r}$ autour de l'axe $\vec{x}$, hors plan. Nous notons θ_r l'angle réfléchi entre la normale à la surface et la vitesse $\vec{v}_r$. En faisant ce choix, nous avons $\theta_r = \theta_i$ si la balle rebondit symétriquement par rapport à la normale à la surface. Dans la situation particulière où $\alpha = 0°$ (impact normal), la balle n'acquiert pas de vitesse de rotation et rebondit verticalement. Le protocole expérimental suivi pour mesurer toutes ces données est disponible dans le chapitre I.1.B.1.

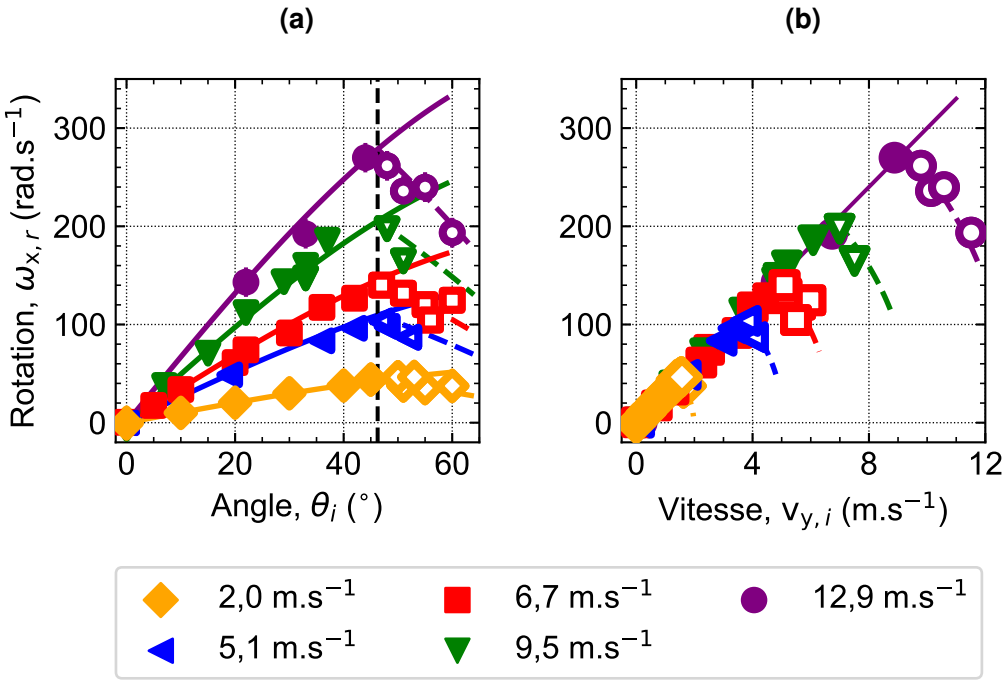

FIGURE III.14 – Vitesse angulaire $\omega_{x,r}$ en fonction de **(a)** l'angle d'incidence θ_i et **(b)** la vitesse tangentielle incidente $v_{y,i}$, pour différentes vitesses de la balle v_i. En (a), on observe deux régimes : en dessous de typiquement 45°, $\omega_{x,r}$ augmente avec θ_i, et au-delà, la vitesse angulaire $\omega_{x,r}$ chute. En (b), on observe qu'en dessous de la transition, $\omega_{x,r}$ est simplement proportionnel à $v_{y,i}$, quelle que soit la norme de la vitesse incidente v_i. Les lignes pleines sont la prédiction de l'équation (III.22) qui suppose que la coque sphérique roule sans glisser lorsqu'elle quitte la surface solide. Les lignes pointillées sont la prédiction de l'équation (III.26) qui suppose que la coque sphérique est toujours dans une phase de glissement lorsqu'elle quitte la surface solide ($\varepsilon_z = 0,9$ et $\mu = 0,22$).

Nous reportons sur la Figure III.14a, l'évolution de la vitesse angulaire $\omega_{x,r}$ en fonction de l'angle d'incidence θ_i pour différentes vitesses incidentes v_i. Comme nous pouvons le penser intuitivement, nous observons qualitativement que $\omega_{x,r}$ augmente à partir de zéro avec l'angle d'incidence θ_i. Rappelons que $\theta_i = 0$ correspond à l'incidence normale, et donc la rotation de la balle reste nulle. Cependant, lorsque l'angle d'incidence dépasse typiquement 45°, on constate que la vitesse angulaire $\omega_{x,r}$ chute. Il est particulièrement intéressant de noter sur la Figure III.14b qu'en dessous de 45° et pour toutes les vitesses incidentes couvertes, $\omega_{x,r}$ est simplement proportionnelle à la vitesse tangentielle incidente $v_{y,i} = v_i \sin(\theta_i)$.

Sur la Figure III.15, nous affichons le coefficient de restitution associé à la composante normale de la vitesse, $\varepsilon_z = -v_{z,r}/v_{z,i}$ en fonction de $v_{z,i}$, pour tous nos points de mesure (plusieurs vitesses v_i et angles θ_i incidents différents). On observe un grand regroupement des données autour d'une même tendance, ce qui nous fait penser que le coefficient de restitution ε_z ne dépend pas de l'angle d'incidence, et donc de la composante tangentielle de la vitesse $v_{y,i}$. En effet, les deux sont étroitement liés à la vitesse v_i fixe : lorsque θ_i augmente, $v_{z,i}$ baisse et $v_{y,i}$ augmente. Nous observons donc une indépendance claire de la dynamique le long de la normale qui pourra, par la suite, être considérée séparément et de manière indépendante. De plus, comme cela a déjà été mis en évidence dans le cas d'un impact en incidence normale (partie 1.C.1.), ε_z présente bien deux régimes de part et d'autre d'une vitesse critique $v^c_{z,i} = (7,6 \pm 0,6)$ m.s^{-1} au-delà de laquelle la coque sphérique de la balle flambe [33]. Cette valeur est supérieure au seuil déterminé en incidence normale ($v^c_{z,i} = 5,5$ m.s^{-1}) et peut être liée à une stabilité réduite du dispositif expérimental avec l'inclinaison de la surface. Cela reste cependant une question à élucider.

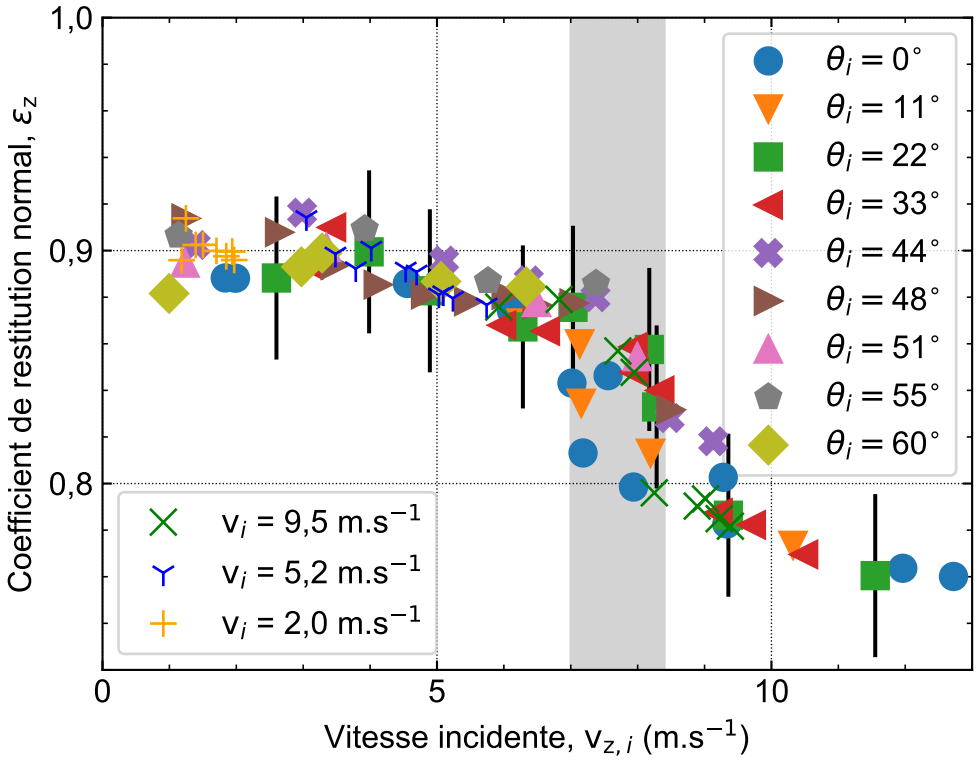

FIGURE III.15 – Coefficient de restitution de la vitesse normale ε_z en fonction de la vitesse normale incidente $v_{z,i}$. Le regroupement des données autour de la même tendance montre que la restitution de la composante normale de la vitesse n'est pas modifiée par la composante tangentielle. La région verticale grise souligne la transition vers l'instabilité de flambage qui se produit au voisinage de la vitesse critique $v^c_{z,i} = (7,6 \pm 0,6)$ m.s^{-1}.

Dans ce qui suit, nous montrons qu'un modèle mécanique basé sur des hypothèses très simples, précédemment développé par Brody [68] et repris selon notre point de vue, explique complètement le comportement de la balle, à la fois avant et après l'angle d'incidence critique θ_i^c au-delà duquel la linéarité cesse de s'appliquer.

2.B.1. Petits angles d'incidence $\theta_i < \theta_i^c$

Comme nous l'avons vu sur la Figure III.14b, pour des angles d'incidence modérés ($0 < \theta_i \leq \theta_i^c$), on observe que la vitesse de rotation après rebond, $\omega_{x,r}$, est proportionnelle à la composante tangentielle de la vitesse incidente $v_{y,i}$, indépendamment de la valeur de la vitesse incidente v_i.

Pour comprendre ce fait expérimental, on peut considérer, par souci de simplicité, qu'une coque sphérique entre en contact avec un substrat solide et qu'aucun des solides ne se déforme lors de la collision. Le substrat exerce donc une force $\vec{F}$ sur la balle en un unique point de contact P (Figure III.13). Également, la balle sphérique gardant sa rotation autour d'un axe de symétrie Δ, son moment cinétique, $\vec{\sigma}$, peut donc s'exprimer comme le produit de son moment d'inertie I et de sa vitesse angulaire $\vec{\omega}$,

$$\vec{\sigma} = I_\Delta \, \vec{\omega}. \tag{III.17}$$

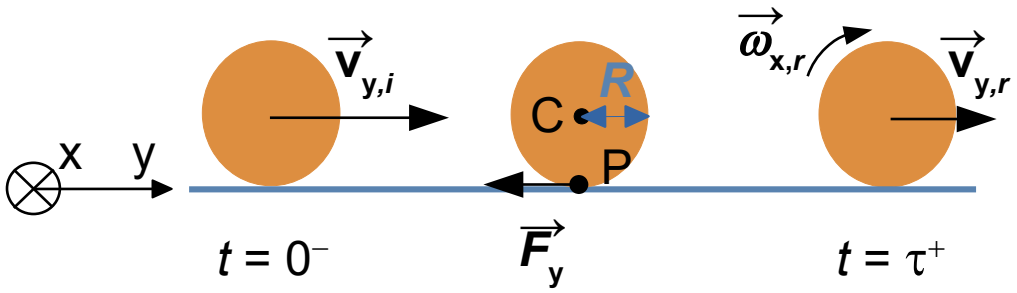

FIGURE III.16 – Schéma de la configuration considérée selon le plan du substrat. La balle arrive avec une vitesse tangentielle $\vec{v}_{y,i}$ sans rotation initiale sur une surface rigide. Une force de friction $\vec{F}_y$ s'applique sur la balle au point de contact, ce qui va la freiner linéairement et exercer un moment de rotation à la balle.

En particulier, dans le cas d'une sphère creuse de rayon R et de masse m, son moment d'inertie s'écrit $I_\Delta = \frac{2}{3}mR^2$. D'après le théorème du moment cinétique, la force $\vec{F}$ exerçant un moment sur la balle, nous pouvons écrire pendant la durée du contact τ,

$$I_\Delta\,(\vec{\omega}_r - \vec{\omega}_i) = \int_0^\tau (\vec{\mathrm{CP}} \wedge \vec{F})\,\mathrm{d}t, \tag{III.18}$$

où C correspond au centre de la balle et P est le point de contact. L'origine du temps est prise afin de coïncider avec le début du contact. Nous rappelons ici que la vitesse angulaire incidente est nulle $\vec{\omega}_i = \vec{0}$. Aussi, d'après le théorème de la quantité de mouvement, en dénotant $\vec{v}_i$ et $\vec{v}_r$, les vitesses respectivement avant et après le rebond, on peut écrire :

$$m\,(\vec{v}_r - \vec{v}_i) = \int_0^\tau (\vec{F} + m\,\vec{g})\,\mathrm{d}t. \tag{III.19}$$

Nous notons que dans l'équation (III.19), la coque rigide est soumise à l'accélération due à la gravité, $\vec{g}$. Comme nous l'avons vu dans l'étude précédente en incidence normale, la force normale selon $\vec{z}$ vaut $F_z \approx -2\,m\,v_{z,i}/\tau$ selon l'équation (III.10). Ainsi, pendant le temps de choc très court ($\tau \approx 600$ ms), l'accélération de la gravité $\vec{g}$ peut être négligée devant $\vec{F}$.

Par ailleurs, en notant que $\vec{\mathrm{CP}} = R\,\vec{z}$ est perpendiculaire à la surface du solide, nous pouvons écrire $\vec{\mathrm{CP}} \wedge \vec{F} = -(R\,F_y)\,\vec{x}$, où F_y est la composante tangentielle de la force $\vec{F}$. L'équation dynamique (III.18) peut alors être réécrite en projection le long de l'axe $\vec{x}$, et dans notre configuration,

$$I_\Delta\,\omega_{x,r} = -R\int_0^\tau F_y\,\mathrm{d}t. \tag{III.20}$$

En combinant avec l'équation (III.19), on peut écrire le long de l'axe $\vec{y}$:

$$m\,(v_{y,r} - v_{y,i}) = \int_0^\tau F_y\,\mathrm{d}t = -\frac{I_\Delta\,\omega_{x,r}}{R}. \tag{III.21}$$

Cette relation entre la variation de la vitesse tangentielle et la vitesse angulaire reste vraie tant que la composante normale de la force, $\vec{F}_z$, n'applique pas de couple. Cette équation (III.21) projetée selon $\vec{y}$ est illustrée par la Figure III.16. La balle arrive avec la vitesse $v_{y,i}$ et sans vitesse de rotation $\omega_{x,i}$. Lors du contact, une force $\vec{F}_y$ s'applique au point de contact P à un rayon R du centre de la balle, une force qui va freiner le mouvement tangentiel et exercer un moment de rotation. La balle quitte donc la surface au temps τ avec une vitesse réduite $v_{y,r}$ et une vitesse de rotation $\omega_{x,r}$. Pendant le contact, la balle va donc initialement glisser et $\vec{F}_y$ est une force de friction qui s'oppose à son mouvement.

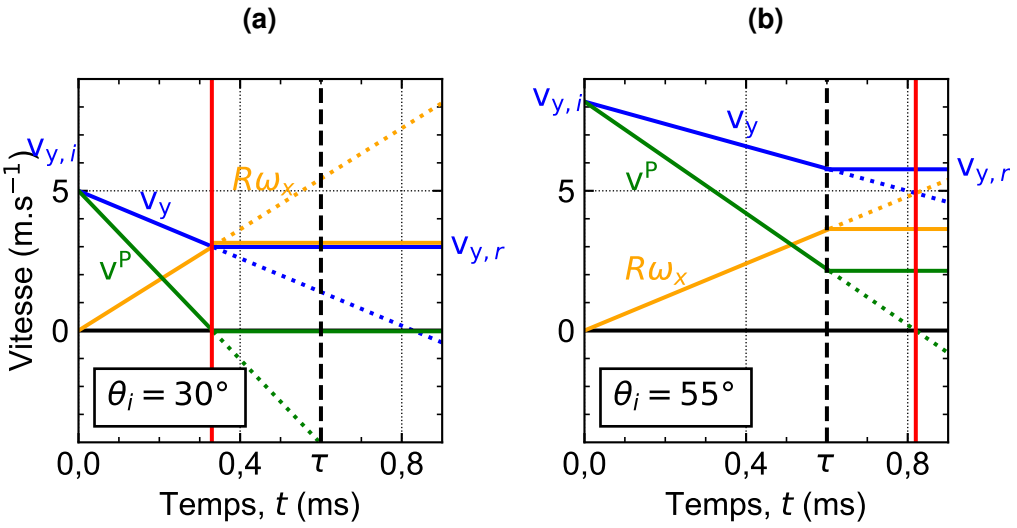

FIGURE III.17 – Profils de vitesses théoriques de la balle dans le temps pour une vitesse totale $v_i = 10$ m.s^{-1} et un angle d'incidence de **(a)** $\theta_i = 30°$ et **(b)** $\theta_i = 55°$. Dans (a), la balle roule en quittant la surface au temps τ puisque la vitesse de son point de contact $v^P = v_y - R\,\omega_x$ a le temps de s'annuler. Dans le cas (b), l'angle étant plus élevé, la composante tangentielle de la vitesse incidente $v_{y,i}$ augmente et la composante normale baisse (pentes plus faibles car $\mu\,\vec{F}_z$ baisse). Ainsi la balle n'a pas le temps d'atteindre la condition de roulement sans glissement avant la fin du contact et donc glisse tout le long du contact pour ressortir avec une vitesse tangentielle $v_{y,r}$ plus élevée et une vitesse de rotation $\omega_{x,r}$ plus faible. La ligne verticale rouge indique le temps auquel la balle arrête de glisser et roule, ou bien le temps auquel la force de friction s'annule.

Supposons maintenant que la balle arrête de glisser et se met à rouler en quittant la surface. Dans ce cas, la vitesse du point de contact P devient nulle (plus de glissement) et la friction s'exerçant au point P, $\vec{F}_y$, s'annule aussi. La vitesse du point de contact s'écrit $v^P = v_y - R\,\omega_x$ et donc la boule roule en sortie de rebond si $R\,\omega_{x,r} = v_{y,r}$. Cela est possible si la force $\vec{F}_y$ est suffisante pour donner assez de rotation $\omega_{x,r}$ tout en baissant $v_{y,r}$. C'est ce qui est représenté sur la Figure III.17a où la force freine la vitesse v_y tout en augmentant $R\,\omega_x$, et lorsque les 2 valeurs s'égalisent ($v^P = 0$), la balle commence à rouler sans aucune force tangentielle $\vec{F}_y$ agissant sur elle. En injectant la condition de roulement $R\,\omega_{x,r} = v_{y,r}$ dans l'équation (III.21), et avec la valeur du moment d'inertie I_Δ pour une coque sphérique, on obtient :

$$R\,\omega_{x,r} = \frac{3}{5}\,v_{y,i}. \tag{III.22}$$

La vitesse angulaire réfléchie est ici proportionnelle à la composante tangentielle de la vitesse incidente $v_{y,i}$, indépendamment de la valeur de la vitesse incidente v_i. La ligne continue de la Figure III.14b, provient de la relation théorique de l'équation (III.22), et s'avère parfaitement prédire les données expérimentales. Avec $v_{y,i} = v_i\,\sin(\theta_i)$, on peut alors tracer les données rapportées en fonction de l'angle d'incidence sur la Figure III.14a, toujours avec un très bon accord. Ainsi, on en conclut que pour des angles modérés, la balle roule parfaitement en quittant la surface. Le résultat le plus frappant obtenu à partir de cette modélisation simple, est que la relation ne dépend d'aucun paramètre expérimental, à l'exception du fait que la boule est une coque sphérique à paroi mince, ce qui détermine la valeur du moment d'inertie I_Δ et donc la constante $3/5$ dans l'équation (III.22).

Pour aller plus loin, nous remarquons que $v_{y,r} = \frac{3}{5}\,v_{y,i}$ permet l'estimation de l'angle de réflexion θ_r. En effet, $\tan(\theta_r) = -v_{y,r}/v_{z,r}$. En désignant par ε_z la restitution de vitesse le long de la normale à la surface, $\varepsilon_z = -v_{z,r}/v_{z,i}$, on obtient :

$$\tan(\theta_r) = \frac{3}{5\,\varepsilon_z}\,\tan(\theta_i). \tag{III.23}$$

Nous traçons les valeurs expérimentales de l'angle de rebond θ_r sur la Figure III.18. De façon pratique, lorsque la balle roule, la vitesse tangentielle est restituée à 60 % d'après l'équation (III.22), tandis que la vitesse normale est presque conservée en norme (environ 90 %, Figure III.15). Ainsi, la trajectoire après rebond se cabre, l'angle θ_r est plus petit que θ_i (d'où $\theta_r - \theta_i < 0$). Selon le modèle théorique de l'équation (III.23), θ_r dépend de la valeur du coefficient de restitution normal ε_z. Nous pouvons supposer que ε_z est constant, vu sa variation (donnée en Figure III.15) relativement faible par rapport au problème. En faisant cela, l'interpolation des valeurs expérimentales par l'équation (III.23), lorsque $\theta_i < \theta_i^c$, donne une valeur de $\varepsilon_z = 0,9$ par la méthode des moindres carrés. Nous précisons que nous limitons l'interpolation aux plus petites vitesses d'impact ($v_i < 7$ m.s^{-1}) et donc cette valeur de ε_z trouvée par notre modèle est la même que la mesure directe, expérimentale, de la Figure III.15. De plus, nous remarquons que les points qui sont au-dessus de la tendance (triangles verts dans la Figure III.18) correspondent à la plus grande vitesse normale incidente ($v_{z,i} = 9,5$ m.s^{-1}). Cette observation est également en accord avec l'équation (III.23), qui prédit une augmentation de θ_r lorsque ε_z baisse et donc que la vitesse normale incidente est augmentée.

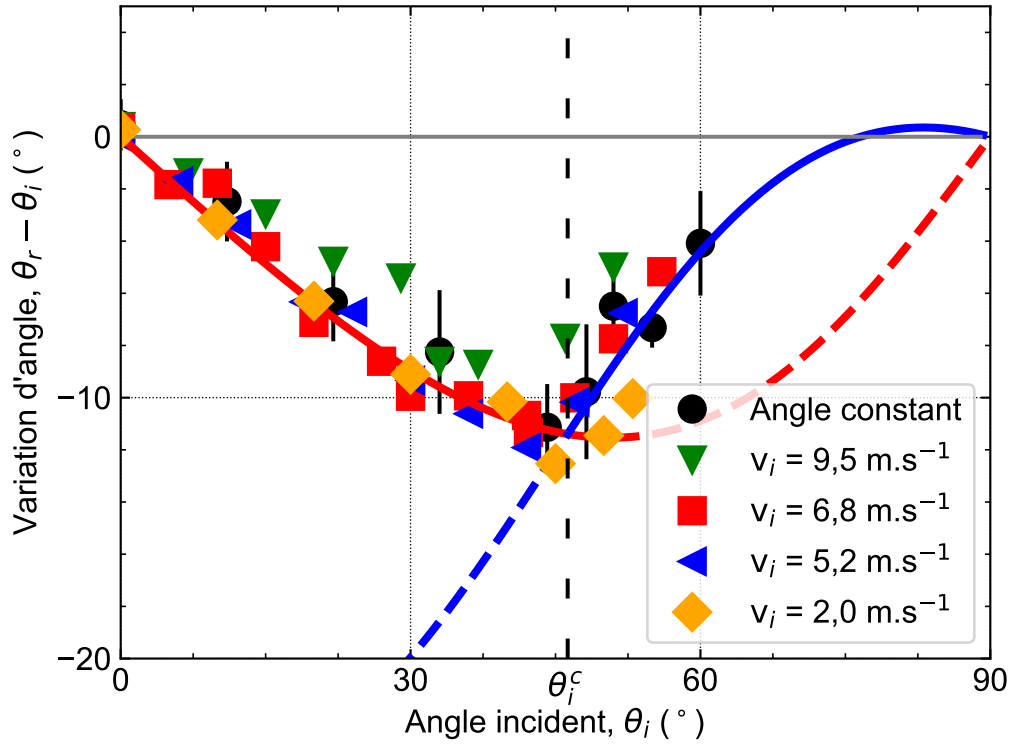

FIGURE III.18 – La variation des angles de rebond $\theta_r - \theta_i$ en fonction de l'angle d'incidence θ_i. On observe, pour θ_i en dessous de 45°, un excellent accord entre les données expérimentales et l'équation (III.23) avec $\varepsilon_z = 0,9$. Au-delà du seuil critique de glissement (ligne verticale pointillée), un excellent accord est observé avec l'équation (III.27) pour $\mu = 0,22$.

2.B.2. Angle d'incidence critique, θ_i^c

Les résultats théoriques de la section précédente ont été obtenus en supposant que la coque sphérique roule sans glisser lorsqu'elle quitte le substrat solide après l'impact. Cependant, pour une vitesse incidente donnée, une augmentation de l'angle d'incidence θ_i provoque simultanément l'augmentation de la vitesse tangentielle et la diminution de la vitesse normale. En conséquence, si par exemple la composante tangentielle de la force $\vec{F}_y$ est due au frottement solide, elle est directement proportionnelle à la force normale et elle sera de moins en moins capable de freiner la vitesse tangentielle de la balle

et donc d'arrêter le glissement initial du contact. C'est ce qui est représenté sur la Figure III.17b, en augmentant l'angle d'incidence θ_i, nous augmentons également $v_{y,i}$, tout en baissant la force normale, F_z, ce qui se traduit par une décroissance de v_y plus lente (pente bleue moins inclinée).

Afin de prouver que la transition entre les deux régimes est due à l'incapacité du système à assurer les conditions de roulement sans glissement, nous reportons sur la Figure III.19, le rapport Y de la valeur expérimentale $R\,\omega_{x,r}$ sur $v_{y,r}$. Nous rappelons que la condition de roulement sans glissement s'écrit $R\,\omega_{x,r} = v_{y,r}$. Ainsi, ce rapport vaut 1 en cas d'absence de glissement et 0 pour un glissement parfait sans rotation. Nous observons que cette quantité est égale à 1 pour θ_i inférieur à 45° environ et chute fortement lorsque θ_i est supérieur. La transition est donc clairement due au fait que le point de contact glisse encore lorsque la balle quitte la surface.

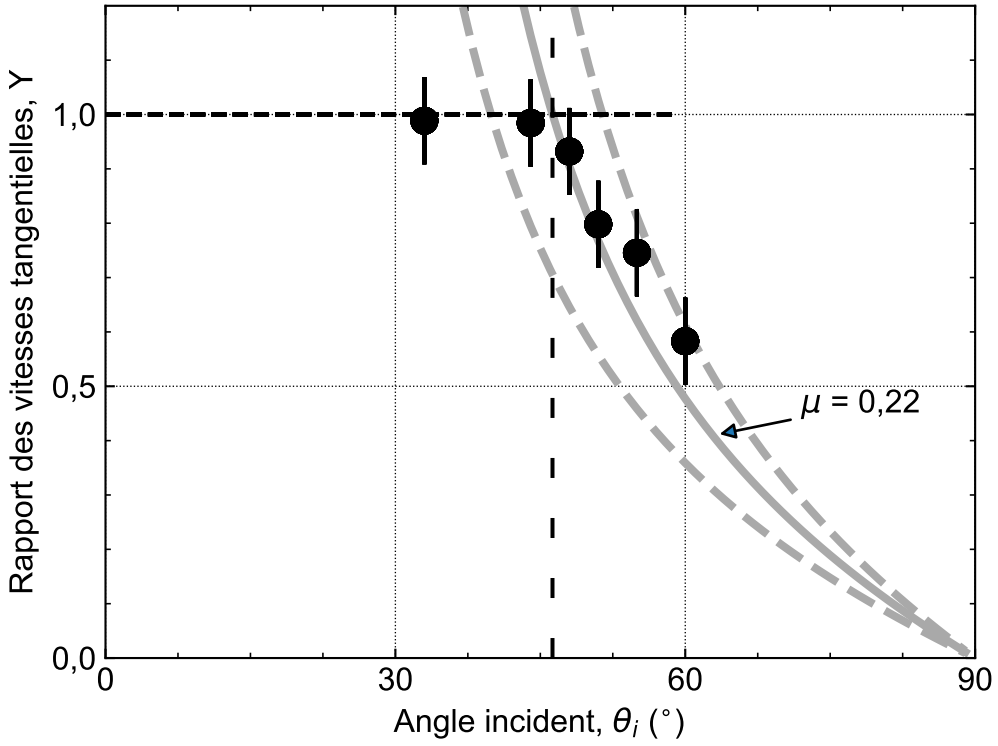

FIGURE III.19 – Rapport $Y \equiv R\,\omega_{x,r}/v_{y,r}$ en fonction de l'angle d'incidence θ_i. On observe que $Y = 1$ (pas de glissement) pour $\theta_i < 45°$ et Y est bien plus faible que 1 pour $\theta_i > 45°$ ce qui prouve que la condition de non glissement n'est pas atteinte lorsque la balle quitte la surface. L'interpolation des données expérimentales à l'équation (III.26) permet de déterminer l'angle critique $\theta_i^c = 46,2°$ (ligne verticale en pointillés). Les courbes grises sont tracées pour $\varepsilon_z = 0,9$ et $\mu = 0,22$ pour la courbe pleine. Les lignes pointillées, tracées pour $\mu = 0,18$ et $\mu = 0,26$, soulignent la sensibilité à la valeur du coefficient de friction.

Afin de rendre compte de cette transition de manière simpliste, nous considérons que la composante tangentielle de la force, F_y, est due à la friction et nous écrivons simplement $F_y = -\mu\,|F_z|$ (à condition que $v_y > 0$). En considérant les équations de la dynamique (III.19), nous avons le long de la normale au substrat, $m\,(v_{z,r} - v_{z,i}) = -\int_0^\tau |F_z|\,dt$, et dans le plan du substrat, $m\,(v_{y,r} - v_{y,i}) = \int_0^\tau F_y\,dt = -\int_0^\tau \mu\,|F_z|\,dt$, ce qui nous donne la relation,

$$v_{y,r} - v_{y,i} = \mu\,(v_{z,r} - v_{z,i}). \tag{III.24}$$

Il faut noter que nous pouvons écrire $\int_0^\tau F_y\,dt = \int_0^\tau -\mu\,|F_z|\,dt$ puisque, dans le cas du glissement pur, la force tangentielle F_y ne s'annule plus avant la fin du contact τ, ce qui nous permet d'intégrer.

Reprenons notre illustration de la Figure III.17b sur laquelle la ligne verticale rouge représente le moment auquel la balle commence à rouler et donc la force tangentielle F_y s'annule. Cette ligne est située après le temps τ au-delà de l'angle critique et elle est confondue avec τ à θ_i^c. Le temps de contact est constant d'après nos précédentes mesures en incidence normale (Figure III.5b). La force tangentielle s'annulera donc lors de la séparation de la balle et la surface, au temps τ, en même temps que la force normale.

En introduisant le coefficient de restitution ε_z et l'angle d'incidence θ_i ($v_{z,i} = v_i \cos\theta_i$ et $v_{y,i} = v_i \sin\theta_i$), en tenant compte que la condition de roulement est toujours valable au seuil et impose donc $v_{y,r} = \frac{3}{5} v_{y,i}$, nous obtenons à partir de (III.24) l'angle critique θ_i^c sous la forme :

$$\tan\theta_i^c = 5\,\frac{1+\varepsilon_z}{2}\,\mu. \tag{III.25}$$

Cet angle d'incidence critique est régi par le temps de collision (constant) et le frottement entre la balle et le substrat. En considérant la valeur expérimentale de $\theta_i^c \approx 45°$, et que ε_z est proche de 1, nous obtenons une première estimation du coefficient de friction, $\mu \approx 0,2$, entre la balle et le verre. Dans la section suivante, nous analysons le comportement du système pour des angles d'incidence plus grands.

2.B.3. Grands angles d'incidence $\theta_i > \theta_i^c$

Au-delà de l'angle critique θ_i^c, le point de contact entre la balle et le substrat glisse pendant tout le contact. La vitesse angulaire $\omega_{x,r}$ est plus petite que celle obtenue dans des conditions de roulement (Figure III.17b, ligne jaune) et l'angle réfléchi θ_r est plus grand (Figure III.18, ligne jaune) que celui attendu sans glissement. Au-delà de θ_i^c, la relation entre les changements de la vitesse normale et de la vitesse tangentielle reste vraie et nous avons $v_{y,r} - v_{y,i} = \mu\,(v_{z,r} - v_{z,i})$. De plus, d'après l'équation (III.21), nous avons $R\,\omega_{x,r} = -\frac{3}{2}\,(v_{y,r} - v_{y,i})$. On peut donc écrire le rapport entre la vitesse angulaire finale $\omega_{x,r}$ et la vitesse tangentielle finale $v_{y,r}$ sous la forme :

$$\frac{R\,\omega_{x,r}}{v_{y,r}} = \frac{\frac{3}{2}(1+\varepsilon_z)\,\mu}{\tan(\theta_i) - (1+\varepsilon_z)\,\mu}. \tag{III.26}$$

Nous interpolons cette équation aux données expérimentales de la Figure III.19, dans la phase de glissement pur en gardant $\varepsilon_z = 0,9$, ce qui conduit à $\mu = 0,22$ et $\theta_i^c = 46,2°$. Des données expérimentales supplémentaires au-delà de 60° seraient nécessaires pour confirmer que $\omega_{x,r}$ tend vers 0 lorsque l'angle d'incidence tend vers 90°. Cependant, pour des raisons pratiques, l'étude des angles supérieurs à 60° avec le dispositif expérimental devient délicate.

Nous remarquons que l'équation (III.26) ne s'adapte pas parfaitement aux données de la Figure III.19 lorsque ε_z est fixé constant. En principe, pour corriger le modèle, nous pouvons introduire les valeurs expérimentales de ε_z dans l'équation (III.26) ce qui conduit à une meilleure interpolation des données mais ne fournit pas plus d'informations sur les mécanismes en jeu. Ainsi, nous considérons qu'il existe un bon accord entre le modèle analytique et les données expérimentales, même si ε_z est constant.

Enfin, on peut reporter sur la Figure III.18, la valeur prédite de $\theta_r - \theta_i$ dans le cas du glissement, en fonction de l'angle d'incidence θ_i. De façon analogue, on peut trouver que :

$$\tan\theta_r = \frac{1}{\varepsilon_z}\tan\theta_i - \mu\frac{1+\varepsilon_z}{\varepsilon_z}. \tag{III.27}$$

De nouveau, sur la base des valeurs indiquées ci-dessus pour ε_z et μ, on observe un excellent accord entre le modèle et les données expérimentales.

2.B.4. L'influence de l'instabilité de flambage

Dans cette partie, nous allons discuter du rôle du phénomène de flambage de la coque sur la cinématique du rebond de la balle de tennis de table en incidence oblique.

Nous avons d'abord vu que l'introduction d'un angle d'incidence n'affecte pas beaucoup le rebond le long de la normale au substrat, il va simplement décaler légèrement le seuil de l'instabilité de flambage vers les grandes vitesses normales incidentes (Figure III.15). D'autre part, nous observons que le flambage de la coque de la balle ne modifie pas de manière significative la rotation de la balle après le rebond. Jusque là, le modèle exposé considère une sphère indéformable et rend très bien compte d'une transition d'un mode de roulement vers un mode de glissement, mais sans jamais considérer l'écrasement de la balle sur la surface. Il n'est pas si surprenant que cet enfoncement de la balle ait peu d'impact sur la force de friction, puisque l'aire de la surface de contact ne change pas la force de friction. Ce qui est plus surprenant est que cet écrasement de la balle vers la surface a pour effet de rapprocher le point de contact P vers le centre de la balle et donc de baisser le moment exercé par la force de friction. En reprenant les données de l'étude de l'observation du flambage (Figure III.3), pour une vitesse normale de 10 $m.s^{-1}$, le déplacement de la balle vers la surface δ est estimé atteindre environ 2 mm. Le rayon d'une balle de tennis de table étant de 20 mm, cela fait une diminution de 10 % du rayon d'application de la force de friction, par rapport au cas théorique considéré. Cette réduction est non négligeable et pourtant, l'expérience montre une très bonne corrélation avec le modèle théorique.

Cependant, le flambage n'a pas un effet complètement nul sur l'angle réfléchi θ_r. On a vu qu'il est bien prédit à la condition de connaître le coefficient de restitution de la composante normale de la vitesse, lequel dépend directement du flambage de la balle (plus faible lorsque la balle flambe, Figure III.15). Et donc les points expérimentaux de θ_r sont globalement au-dessus des prédictions (Figure III.18). Au-delà de l'angle d'incidence critique, toute la cinématique de la balle dépend de ε_z, et donc indirectement du flambement de la balle. Il faut noter que ce coefficient de restitution est beaucoup moins sensible que le coefficient de friction (Figure III.19), qui, lui, dépend des propriétés intrinsèques des matériaux et non de l'instabilité de flambage.

Cette étude a considéré le rebond d'une balle de tennis de table en incidence oblique sans rotation initiale. D'une part, nous observons que l'introduction d'un angle d'incidence n'affecte pas le rebond le long de la normale au substrat, et donc il y a une claire indépendance entre la vitesse normale et tangentielle de la balle par rapport au substrat. De plus, nous observons que le flambage de la coque de la balle ne modifie pas de manière significative la rotation de la balle après le rebond. La seule manifestation de ce phénomène réside dans le coefficient de restitution de la vitesse normale, ε_z, qui présente bien une transition autour de la vitesse critique de flambage, compatible avec les mesures précédentes obtenues en incidence normale avec le même système. Enfin, en considérant un modèle mécanique simple basé sur une balle indéformable, nous arrivons à prédire toute la cinématique de la balle en sortie du rebond. Pour des angles d'incidence modérés, la balle quitte le substrat en roulant sans glisser. Tout est bien décrit sans connaissance des propriétés du matériau. Au-delà d'un angle d'incidence critique, qui est gouverné par le temps de collision constant et le frottement entre la balle et le substrat, le point de contact ne fait que glisser. Dans ce cas, les vitesses de translation et angulaire après rebond peuvent être prédites à condition de connaître le coefficient de friction μ. Le modèle présenté est solide et s'accorde parfaitement avec les résultats expérimentaux dans le cas d'une balle de tennis de table standard qui impacte une plaque de verre. De plus, il semble facilement transposable au cas où la balle possède une rotation initiale. Pour renforcer les conclusions faites, il serait intéressant de voir ce que les mesures et le modèle donnent avec des propriétés du contact différentes (un matériau différent pour la balle et/ou un rayon différent).

2.C. Extension aux balles en celluloïd

Nous présentons ici les mesures du rebond dans les mêmes conditions expérimentales que l'étude de la partie 2.B., avec une balle d'un matériau différent, en celluloïd, et une balle d'un diamètre différent.

Le modèle présenté dans la partie 2.B. permet d'expliquer complètement le rebond de la balle sur une surface rigide en mettant en évidence une phase de roulement et de glissement de la balle, et donc toute sa cinématique est décrite par μ et ε_z. Ces conclusions sont fortes mais correspondent seulement à un cas de contact, celui de notre balle de tennis de table en plastique ABS sur du verre. Nous pouvons nous demander si ces résultats s'appliquent pour une balle différente, dont la friction avec la surface et la restitution normale sont différentes. Dans cette optique d'augmenter la portée de nos conclusions, nous avons testé des balles d'un matériau différent, le celluloïd. Certaines balles sont de même diamètre, d'autres de diamètre légèrement plus petit. Toutes les balles testées sont regroupées dans le Tableau III.1, où le diamètre est mesuré au pied à coulisse en prenant une moyenne de 5 mesures indépendantes. Il faut savoir que le celluloïd composait la majorité des balles de tennis de table auparavant, avant leur interdiction pour des problèmes de sécurité et environnementaux [4].

Balle	Marque/Modèle	Matériau	Diamètre $2R$ (mm)	Épaisseur e_b (μm)	Masse m (g)	Aspect
1	Cornilleau P-ball 3 étoiles	ABS	$39,99 \pm 0,05$	522 ± 60	$2,72 \pm 0,01$	neuve
2	Double Circle 40	Celluloïd	$39,72 \pm 0,05$	-	$2,68 \pm 0,01$	neuve
3	Double Circle 40	Celluloïd	$39,75 \pm 0,05$	-	$2,72 \pm 0,01$	usée
4	Double Circle 10	Celluloïd	$37,70 \pm 0,05$	-	$2,44 \pm 0,01$	usée

TABLEAU III.1 – Différentes balles utilisées sur le dispositif expérimental du rebond en incidence oblique sur une surface rigide.

Dans la Figure III.20, nous affichons les résultats expérimentaux pour la balle en celluloïd 3. Les interpolations de ces données par le modèle mécanique présenté auparavant sont représentées par des lignes grises. Nous observons clairement que les propriétés de contact sont différentes (coefficient de friction $\mu \approx 0,16$ et $\varepsilon \approx 0,84$). La méthode pour remonter à ces coefficients est d'abord d'estimer ε_z avec le meilleur ajustement du modèle à $\Delta\theta$ dans un régime de roulement (faibles angles incidents θ_i, Figure III.20c). Puis cette valeur est comparée à la mesure directe du coefficient de restitution normal, comme on peut le voir sur la Figure III.20b. Ensuite, nous pouvons trouver la valeur du deuxième paramètre ajustable μ en interpolant les données expérimentales du ratio Y dans la phase de glissement pur de la balle (Figure III.20a). En tenant compte de ces paramètres expérimentaux, le modèle s'ajuste toujours très bien aux données expérimentales avec un angle critique sensiblement différent d'environ $\theta_i^c \approx 35°$. Une diminution du coefficient de friction conduit, comme prévu, à une plus petite valeur de l'angle critique θ_i^c, auquel la balle n'a plus le temps de se mettre en condition de roulement, selon l'équation (III.25).

La même analyse est menée sur les autres balles du Tableau III.1 et les valeurs des paramètres expérimentaux trouvés sont regroupés dans le Tableau III.2. À noter que les balles 2 et 3 montrent les mêmes propriétés. La seule différence entre ces deux balles réside dans le fait que la balle 3 est usée du fait de son ancienne utilisation dans un club d'entraînement. Il faut également noter que le terme « balle neuve » ne signifie pas grand chose pour les balles en celluloïd, comparé aux balles Cornilleau puisqu'elles ne sont plus commercialisées depuis 2014. Nous ne savons pas dans quelles conditions elles ont été stockées et ont peut-être subi un vieillissement. Cela signifie également que la caractérisation des balles montrée ici n'est peut-être pas conforme aux propriétés initiales et ces données doivent être considérées avec précautions.

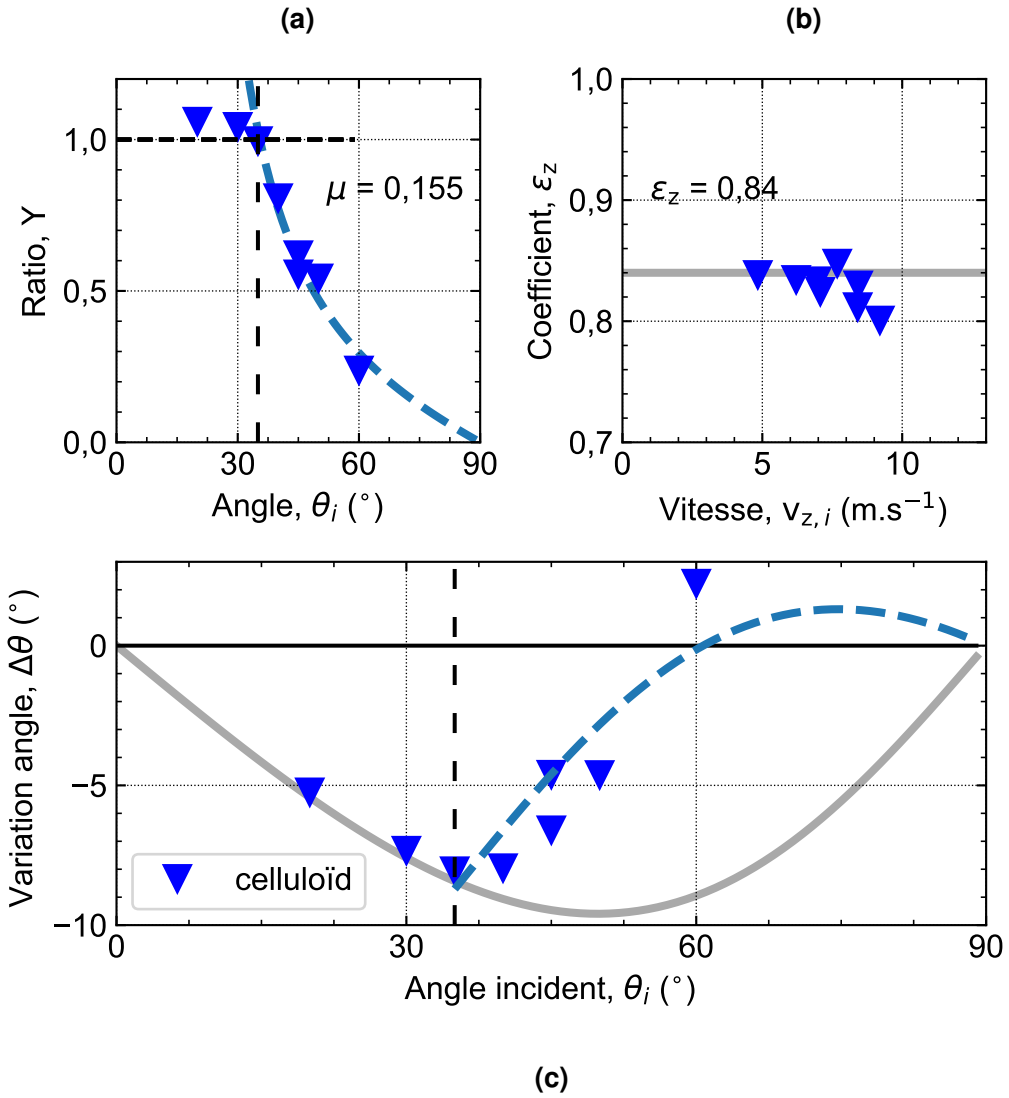

FIGURE III.20 – Différentes propriétés d'un rebond oblique, mesurées expérimentalement sur la balle en celluloïd 3, d'un diamètre $2R = 39{,}75$ mm, pour une vitesse incidente de $v_i = 10$ m.s^{-1}. Sont représentés en **(a)** le rapport des vitesses tangentielles $Y \equiv R\,\omega_{x,r}/v_{y,r}$ en fonction de l'angle d'incidence θ_i, en **(b)** le coefficient de restitution de la vitesse normale $\varepsilon_z \equiv -v_{y,r}/v_{y,i}$ en fonction de la vitesse normale $v_{z,i}$, en **(c)** la variation d'angles $\Delta\theta \equiv \theta_r - \theta_i$ en fonction de l'angle d'incidence θ_i. L'ajustement du modèle mécanique (lignes grises) avant l'angle critique sur (c) nous donne une valeur de $\varepsilon_z = 0{,}84$, cohérente avec (b). On peut ensuite déterminer $\mu = 0{,}155$ sur (a), ce qui mène à un angle critique $\theta_i^c \approx 35°$.

Balle	Coefficient de restitution normal ε_z	Coefficient de friction μ	Angle critique θ_i^c (°)
1	0,90	0,22	46,2
2 et 3	0,84	0,155	35,5
4	0,75	0,125	28,7

TABLEAU III.2 – Résultats de l'ajustement du modèle mécanique présenté en 2.B. sur le rebond de différentes balles en celluloïd.

On remarque que les balles en celluloïd montrent toutes une friction plus faible et donc un seuil de glissement pur arrivant plus tôt. Aussi, toutes ces balles ont une restitution normale plus faible que les balles en ABS, ce qui entraîne un rebond avec un angle plus élevé (trajectoire plus rasante). Cette tendance basse de ε_z peut s'expliquer par le celluloïd qui dissipe plus d'énergie viscoélastique.

A noter que la plus petite balle 4 montre un coefficient de restitution bien plus bas que toutes les autres balles testées. Une balle provenant du même fabricant a été choisie pour s'affranchir au maximum des différences liées au procédé de fabrication. D'après le peu d'études qui existent sur l'effet de la taille des balles, il semble à l'inverse que les balles de 38 mm de diamètre soient légèrement plus rapides en jeu [44]. Cette baisse reste donc non comprise. Il faut également prendre en compte que la mesure est faite sur une balle unique, pas forcément la plus représentative.

Pour résumer, afin de renforcer nos conclusions de la partie précédente 2.B., nous avons répété l'expérience avec un deuxième type de balle de tennis de table, en matériau celluloïd. Le modèle analytique du rebond fonctionne toujours très bien avec des paramètres expérimentaux sensiblement différents.

2.D. Résumé

Pour conclure de façon globale, les présents résultats en incidence oblique représentent une étape importante pour la compréhension du rebond de la balle de tennis de table sur la raquette et s'appliquent directement au rebond sur la table. Un modèle mécanique très simple, précédemment développé par Brody [68] et repris selon notre point de vue, permet d'expliquer parfaitement tout le comportement d'une balle en incidence oblique sur une surface rigide. Le résultat le plus frappant est que, pour une large gamme d'angles d'incidence et de vitesses, un glissement suivi d'un roulement parfait l'emporte, de sorte que les vitesses de translation et angulaire finales peuvent être prédites sans aucune connaissance des propriétés du matériau ou du contact. La balle de tennis de table et la surface présentent une telle différence de rigidité qu'aucune énergie élastique ne peut être stockée dans la direction tangentielle, et la vitesse angulaire ne peut donc pas dépasser $\omega_{x,r} = \frac{3}{5} v_{y,i}/R$. Le résultat est encore plus frappant si l'on considère que la coque de la balle est, dans la plupart des cas, soumise à une instabilité mécanique qui conduit à un flambage élastique dans la région de contact, comme nous le savons par l'étude précédente en 1.B.

En changeant le matériau ou les propriétés du contact balle – surface, le coefficient de restitution et le coefficient de frottement sont modifiés selon les prédictions du modèle analytique, ce qui atteste de sa robustesse. Nous sommes restés dans une configuration simple où la balle n'a aucune rotation incidente, ce qui nous encourage fortement à généraliser le modèle à une situation quelconque, afin d'être en mesure de prédire le rebond d'une balle sur surface rigide dans n'importe quelle situation.

3. Incidence quelconque de la balle

Dans cette nouvelle partie, nous considérons le cas le plus général du rebond d'une balle de tennis de table, c'est-à-dire la configuration où la balle arrive avec des vitesses et un angle quelconques, et rebondit dans une direction quelconque.

Nous avons étudié chacune des configurations simples du rebond d'une balle de tennis de table sur surface rigide. D'abord en incidence normale pour étudier les vitesses linéaires et angulaires selon cet axe perpendiculaire à la surface, puis en incidence oblique où nous avons étudié les vitesses selon un axe parallèle à la surface. Lors de toutes ces études, nous arrivons à décrire le rebond de la balle avec des modèles mécaniques analytiques simples. Il convient maintenant de regrouper toutes ces données dans une loi de rebond générale de la balle de tennis de table, toujours sur surface rigide. Nous supposons donc que la balle sphérique arrive avec une vitesse de rotation $\vec{\omega}_i$ et une vitesse linéaire $\vec{v}_i$ incidentes quelconques, dans les trois directions de l'espace (Figure III.21). Le problème devient maintenant multidimensionnel. Le but de ce modèle global est de déterminer, à partir de ces vitesses incidentes, les vitesses réfléchies de la balle en sortie $\vec{\omega}_r$ et $\vec{v}_r$.

Cette loi de rebond présentée dans la première partie n'est donc qu'une extension du modèle analytique développé dans l'étude précédente en incidence oblique (section 2.B.), et intègre maintenant les études expérimentales non triviales menées en incidence normale (section 1.). Une telle loi de rebond a été proposée par Nakashima *et al.* mais elle ne prend pas en compte la rotation perdue selon l'axe $\vec{z}$, comme nous avons pu le voir dans la partie 1.D. [77]. Cette approche théorique sera validée dans un second temps par des mesures effectuées en conditions réelles de jeu, dans plusieurs configurations différentes, et notamment une vitesse de rotation incidente de la balle.

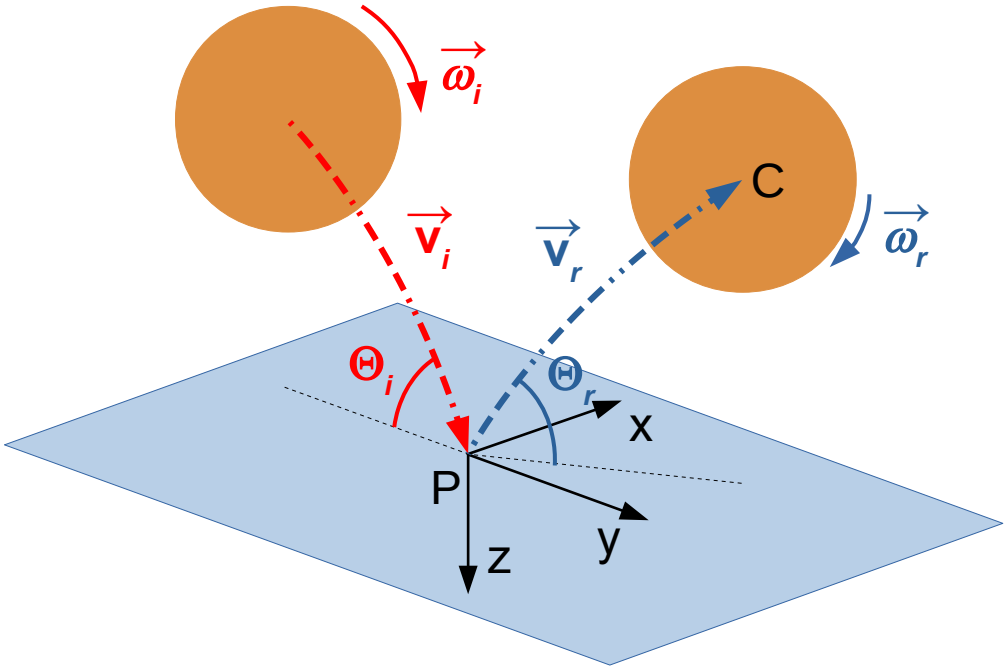

FIGURE III.21 – Schéma du rebond d'une sphère sur une surface solide indéformable. La balle arrive avec un vecteur vitesse de rotation $\vec{\omega}_i$ quelconque, à la vitesse linéaire $\vec{v}_i$ formant un angle Θ_i avec la surface. Le plan contenant $\vec{v}_i$, perpendiculaire à la surface solide, définit le plan d'incidence. Après rebond, le vecteur vitesse $\vec{v}_r$ fait un angle Θ_r avec la surface solide. Sa rotation est caractérisée par le vecteur $\vec{\omega}_r$.

3.A. Loi de rebond générale

Essayons d'abord d'écrire une loi de rebond générale de la balle sur une surface rigide. Considérons donc un repère orthonormal $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$, $\vec{x}$ et $\vec{y}$ étant dans le plan de la surface solide et $\vec{z}$ normal à ce plan. Avant le rebond, la balle a un vecteur vitesse linéaire $\vec{v}_i$ et un vecteur vitesse angulaire $\vec{\omega}_i$ incidents, que nous allons désigner

$$\vec{v}_i = \begin{pmatrix} v_{x,i} \\ v_{y,i} \\ v_{z,i} \end{pmatrix} \text{ et } \vec{\omega}_i = \begin{pmatrix} \omega_{x,i} \\ \omega_{y,i} \\ \omega_{z,i} \end{pmatrix} \text{ respectivement.} \tag{III.28}$$

Pour simplifier le problème, étant donné que la déformation de la balle ne change pas grandement sa mise en rotation (conclusion de la partie 2.), nous gardons les mêmes hypothèses que pour l'étude en incidence oblique. Nous considérons une coque rigide de masse m et de moment d'inertie I_Δ qui entre en contact avec un substrat solide et qu'aucun des solides ne se déforme pendant la collision. Lors du temps de contact τ, le substrat exerce une force $\vec{F}$ sur la balle au point de contact P, qui dépend du temps.

Nous pouvons réécrire le principe fondamental de la dynamique pour les 2 mouvements de la balle :

$$m\left(\vec{\mathrm{v}}_r - \vec{\mathrm{v}}_i\right) = \int_0^\tau (\vec{F})\,\mathrm{d}t \tag{III.29}$$

$$I_\Delta\left(\vec{\omega}_r - \vec{\omega}_i\right) = \int_0^\tau (\vec{\mathrm{CP}} \wedge \vec{F})\,\mathrm{d}t \tag{III.30}$$

où C correspond au centre de la balle et P est le point de contact. Dans notre cas, $\vec{\mathrm{CP}} = R\,\vec{\mathrm{z}}$ est normal à la surface solide. En combinant ces deux équations de la dynamique (III.29) et (III.30), il vient le système d'équations suivant, en projection selon $\vec{\mathrm{x}}$ et $\vec{\mathrm{y}}$:

$$\begin{cases} R\left(\omega_{\mathrm{x},r} - \omega_{\mathrm{x},i}\right) &= -\frac{3}{2}\left(\mathrm{v}_{\mathrm{y},r} - \mathrm{v}_{\mathrm{y},i}\right) \\ R\left(\omega_{\mathrm{y},r} - \omega_{\mathrm{y},i}\right) &= \frac{3}{2}\left(\mathrm{v}_{\mathrm{x},r} - \mathrm{v}_{\mathrm{x},i}\right). \end{cases} \tag{III.31}$$

À noter que la projection selon $\vec{\mathrm{z}}$ donne une variation de vitesse de rotation $\Delta\omega_\mathrm{z}$ nulle puisque dans notre cas théorique, la balle est considérée rigide et donc avec un unique point de contact sur la surface. Aucune composante de la force ne vient appliquer de moment autour de $\vec{\mathrm{z}}$. Nous savons que ce n'est pas le cas en réalité, c'est tout l'objet de l'étude 1.D. qui considère un écrasement de la balle et l'apparition d'une force de friction sur la surface de contact à un rayon r de P. Cette force exerce donc un moment à la balle autour de $\vec{\mathrm{z}}$ et vient ainsi freiner sa rotation. En reprenant les résultats de cette étude, en introduisant le coefficient de friction entre la balle et le substrat μ et le coefficient de restitution de la vitesse normale $\varepsilon_\mathrm{z} \equiv -\frac{\mathrm{v}_{\mathrm{z},r}}{\mathrm{v}_{\mathrm{z},i}}$, nous avons une expression de la variation $\Delta\omega_\mathrm{z}$,

$$\begin{cases} \mathrm{v}_{\mathrm{z},r} &= & -\varepsilon_\mathrm{z}\,\mathrm{v}_{\mathrm{z},i} \\ R\left(\omega_{\mathrm{z},r} - \omega_{\mathrm{z},i}\right) &\approx & -\left[\frac{3\,\mu}{2\,R}\left(1+\varepsilon_\mathrm{z}\right)\right] c\,b\,|\mathrm{v}_{\mathrm{z},i}|^{1{,}75}\,\frac{|\omega_{\mathrm{z},i}|\,\tau}{\sqrt{(\omega_{\mathrm{z},i}\,\tau)^2+(a)^2}} \end{cases} \tag{III.32}$$

où $a = 0{,}085$, $b = 0{,}706$ et $c = 0{,}0012$ $\mathrm{m}^{0{,}25}.\mathrm{s}^{0{,}75}$ sont trois paramètres ajustables de l'interpolation des données expérimentales, estimés dans la partie 1.D. Il faut faire attention que dans cette équation, nous considérons des vitesses ω_z positives, d'où la variation négative.

Les deux variations de vitesses angulaires (III.31), sont connues sans l'information de la valeur de la force $\vec{F}$ sur le temps τ, et elles restent vraies que la balle glisse ou bien roule. L'équation (III.32) peut être considérée indépendamment et n'est pas concernée par le régime de rebond de la balle. Cependant, nous avons jusque là seulement quatre équations indépendantes pour six inconnues. Il faut différencier le cas du roulement et du glissement pour obtenir les équations manquantes.

3.A.1. Cas du glissement pur

La balle arrive sur la surface avec une certaine vitesse tangentielle et va alors commencer par glisser. Si l'on considère que la force tangentielle qui freine la balle est de la friction solide, elle est proportionnelle à la force normale et, de manière simple, nous pouvons écrire $|F_\mathrm{t}| = \sqrt{F_\mathrm{y}^2 + F_\mathrm{x}^2} = \mu|F_\mathrm{z}|$.

Par définition, le frottement s'oppose au mouvement. Le vecteur force de friction $\vec{F}_\mathrm{t}$ au point de contact est de même direction et de sens opposé au vecteur vitesse $\vec{\mathrm{v}}^\mathrm{P}$. Connaissant les vitesses de la balle en entrée, nous pouvons écrire la vitesse incidente du point de contact,

$$\vec{\mathrm{v}}_i^\mathrm{P} = \begin{pmatrix} \mathrm{v}_{\mathrm{x},i} + R\,\omega_{\mathrm{y},i} \\ \mathrm{v}_{\mathrm{y},i} - R\,\omega_{\mathrm{x},i} \\ 0 \end{pmatrix}. \tag{III.33}$$

Le point P est sur la surface de contact avec le substrat, ainsi la composante $\vec{\mathrm{z}}$ du vecteur $\vec{\mathrm{v}}_i^\mathrm{P}$ est nulle. Introduisons φ_i l'angle en radians entre l'axe $\vec{\mathrm{y}}$ et ce vecteur vitesse au point de contact $\vec{\mathrm{v}}_i^\mathrm{P}$.

Ainsi, $\vec{F}_\mathrm{t}$ étant opposé à ce vecteur, $\vec{\mathrm{y}}$ forme un angle $(\varphi_i + \pi)$ avec la force de friction (une illustration représente cet angle sur la Figure III.22). De plus, nous allons supposer que la force de friction agissant sur la balle reste dans la même direction pendant tout le contact, imposée par la vitesse incidente du point de contact. Ainsi les projections de $\vec{F}_\mathrm{t}$ selon $\vec{\mathrm{x}}$ et $\vec{\mathrm{y}}$ s'écrivent,

$$\begin{cases} F_\mathrm{x} = \mu\,|F_\mathrm{z}|\,\sin(\varphi_i+\pi) = -\mu\,|F_\mathrm{z}|\,\frac{\mathrm{v}_{\mathrm{x},i}+R\,\omega_{\mathrm{y},i}}{\|\vec{\mathrm{v}}^\mathrm{P}\|} \\ F_\mathrm{y} = \mu\,|F_\mathrm{z}|\,\cos(\varphi_i+\pi) = -\mu\,|F_\mathrm{z}|\,\frac{\mathrm{v}_{\mathrm{y},i}-R\,\omega_{\mathrm{x},i}}{\|\vec{\mathrm{v}}^\mathrm{P}\|}. \end{cases} \tag{III.34}$$

Ces équations des projections de la force tangentielle s'appliquent du moment que l'on considère que de la friction solide s'applique sur la balle. Elles sont donc valables avant que la balle atteigne les conditions de roulement, pendant sa phase de glissement initiale.

a. Glissement total de la balle

Dans le régime de pur glissement, la force de friction freine la balle pendant tout le temps τ de contact. Ce régime peut être atteint si la vitesse tangentielle est trop élevée et/ou la force normale (et donc la force de friction) trop faible pour atteindre le roulement. Dans ce cas, nous avons l'information de l'intégrale de la force sur τ dans les équations (III.29) et (III.30). On peut réécrire (III.29) en projection selon $\vec{\mathrm{x}}$ et $\vec{\mathrm{y}}$:

$$\begin{cases} m\,(\mathrm{v}_{\mathrm{x},r} - \mathrm{v}_{\mathrm{x},i}) &= F_\mathrm{x}\,\tau \\ m\,(\mathrm{v}_{\mathrm{y},r} - \mathrm{v}_{\mathrm{y},i}) &= F_\mathrm{y}\,\tau. \end{cases} \tag{III.35}$$

Pareillement, on peut réécrire (III.30) en projection selon $\vec{\mathrm{x}}$ et $\vec{\mathrm{y}}$:

$$\begin{cases} I_\Delta\,(\omega_{\mathrm{x},r} - \omega_{\mathrm{x},i}) &= -R\,F_\mathrm{y}\,\tau \\ I_\Delta\,(\omega_{\mathrm{y},r} - \omega_{\mathrm{y},i}) &= R\,F_\mathrm{x}\,\tau. \end{cases} \tag{III.36}$$

Nous avons ici les deux dernières équations pour définir complètement la cinématique du rebond, dans le cas où la balle n'a pas fini de glisser lorsqu'elle quitte la surface. Essayons maintenant de mettre en forme ces équations sous forme matricielle.

b. Notation matricielle

Nous représentons ici la loi de rebond sous forme matricielle pour plus de clarté. Les 6 équations qui déterminent complètement la cinématique de la balle, dans un cas où la balle glisse, sont données en (III.31), (III.32) et (III.36). La résolution de ces équations mène au système non linéaire suivant :

$$\vec{\mathrm{v}}_r = A_\mathrm{v}\,\vec{\mathrm{v}}_i + B_\mathrm{v}\,\vec{\omega}_i \tag{III.37}$$

$$\vec{\omega}_r = A_\omega\,\vec{\mathrm{v}}_i + B_\omega\,\vec{\omega}_i \tag{III.38}$$

$$\text{avec}\quad A_\mathrm{v} = \begin{pmatrix} 1-v & 0 & 0 \\ 0 & 1-v & 0 \\ 0 & 0 & -\varepsilon_\mathrm{z} \end{pmatrix},\quad B_\mathrm{v} = \begin{pmatrix} 0 & -R\,v & 0 \\ R\,v & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$
$$A_\omega = \begin{pmatrix} 0 & \frac{3}{2R}\,v & 0 \\ -\frac{3}{2R}\,v & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},\quad B_\omega = \begin{pmatrix} 1-\frac{3}{2}\,v & 0 & 0 \\ 0 & 1-\frac{3}{2}\,v & 0 \\ 0 & 0 & 1-\frac{3\,\tau\,c\,b}{2\,R^2}\,\frac{\|\vec{\mathrm{v}}^\mathrm{P}\|}{\|\vec{\mathrm{v}}^\mathrm{M}\|}\,|\mathrm{v}_{\mathrm{z},i}|^{0{,}75}\,v \end{pmatrix} \tag{III.39}$$

où $v = \mu\,(1+\varepsilon_\mathrm{z})\,\frac{|\mathrm{v}_{\mathrm{z},i}|}{\|\vec{\mathrm{v}}^\mathrm{P}\|}$ et $\|\vec{\mathrm{v}}^\mathrm{M}\| = \sqrt{(\omega_{\mathrm{z},i}\,\tau)^2 + a^2}$.

c. Cas spécial d'une rotation selon $\vec{x}$

Dans le cas spécial d'une rotation incidente de la balle uniquement selon l'axe normal au plan d'incidence $\vec{x}$ (ce qui est la rotation la plus courante, regroupant, selon le sens, le topspin et le backspin), la force tangentielle agissant sur la balle se réduit à $F_t = F_y$, et donc $|F_y| = \mu\,|F_z|$. Aucune composante de la force ne vient dévier la balle de sa trajectoire incidente, tout se passe dans le même plan. Le système (III.35) se réduit à la simple équation dynamique $m\,(v_{y,r} - v_{y,i}) = F_y\tau = \pm\mu\,F_z\,\tau$. En la combinant avec l'équation de la dynamique selon la normale au plan (III.29), nous arrivons à la relation :

$$\Delta v_y = \pm\mu\,\Delta v_z. \tag{III.40}$$

Cette équation est valide du moment que la balle glisse dans un sens ou dans l'autre, et qu'elle quitte la surface au temps τ avant d'atteindre le roulement sans glissement. Si la vitesse du point de contact $v^P = v_{y,i} - R\,\omega_{x,i}$ est positive, l'équation (III.40) s'écrit avec un signe positif comme déterminé précédemment dans l'équation (III.24) où la balle n'a pas de rotation incidente. Le signe est négatif dans le cas de la limite inverse, par exemple si la balle arrive avec une forte rotation selon $\vec{x}$.

3.A.2. Cas du roulement

On considère maintenant que, sous l'action de cette force $\vec{F}_t$, la balle entre dans un mode de roulement sans glissement avant qu'elle quitte la surface. Cela signifie que la vitesse apparente du point de contact (contenue dans le plan de la surface) est nulle au temps τ. Le vecteur $\vec{v}_r^{\,P}$ s'obtient comme dans (III.33), et on obtient finalement les deux équations projetées :

$$\begin{cases} v_{x,r} = R\,\omega_{y,r} \\ v_{y,r} = R\,\omega_{x,r}. \end{cases} \tag{III.41}$$

a. Notation matricielle

De manière similaire à ce qui a été proposé dans le cas du glissement total, nous pouvons écrire la loi de choc de façon matricielle, dans le cas simplifié où la balle roule sans glisser. En reprenant la notation utilisée dans (III.37) et (III.38), les coefficients obtenus sont :

$$\begin{gathered} A_v = \begin{pmatrix} \frac{3}{5} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{3}{5} & 0 \\ 0 & 0 & -\varepsilon_z \end{pmatrix}, \qquad B_v = \begin{pmatrix} 0 & -\frac{2R}{5} & 0 \\ \frac{2R}{5} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \\ A_\omega = \begin{pmatrix} 0 & \frac{3}{5R} & 0 \\ -\frac{3}{5R} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad B_\omega = \begin{pmatrix} \frac{2}{5} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{2}{5} & 0 \\ 0 & 0 & 1 - \frac{3\,\tau\,c\,b}{2\,R^2}\,\frac{\|\vec{v}^P\|}{\|\vec{v}^M\|}\,|v_{z,i}|^{0,75}\,v \end{pmatrix} \end{gathered} \tag{III.42}$$

où $v = \mu\,(1+\varepsilon_z)\,\frac{|v_{z,i}|}{\|\vec{v}^P\|}$ et $\|\vec{v}^M\| = \sqrt{(\omega_{z,i}\,\tau)^2 + a^2}$.

À l'exception du terme de rotation selon $\vec{z}$, le problème est linéaire comme observé précédemment dans l'étude 2.B. Si l'on considère une balle parfaitement rigide qui roule, les équations et la cinématique de la balle se déterminent sans connaissance des propriétés du contact entre la balle et la surface.

b. Cas spécial d'une rotation selon $\vec{x}$

Dans le cas spécial d'une rotation autour d'un axe perpendiculaire au plan d'incidence de la balle, la force reste dans ce même plan et donc la trajectoire de la balle après rebond également. Le problème est donc réduit à un problème en deux dimensions. On peut séparer cette situation en trois cas : le cas le plus simple où la balle n'a pas du tout de rotation initiale (incidence oblique étudiée en partie 2.B.),

le cas où la balle a une rotation incidente vers l'avant, communément appelé « topspin » dans le langage du tennis de table et enfin le cas où la balle a une rotation vers l'arrière dit de « backspin ».

S'il y a roulement de la balle, le système d'équations (III.31) se réduit à la simple projection selon $\vec{y}$ et l'équation (III.41) se réduit à $\mathrm{v}_{\mathrm{y},r} = R\omega_{\mathrm{x},r}$. En combinant ces deux équations, il vient finalement

$$R\,(\omega_{\mathrm{x},r} - \omega_{\mathrm{x},i}) = \frac{3}{5}\,(\mathrm{v}_{\mathrm{y},i} - R\,\omega_{\mathrm{x},i}). \tag{III.43}$$

La variation de la vitesse de rotation de la balle est, dans ce cas-là, proportionnelle à la vitesse incidente du point de contact, et non directement de la vitesse incidente totale v_i.

Dans cette partie nous avons donc généralisé le modèle analytique du rebond proposé dans l'étude en incidence oblique, avec notamment une vitesse de rotation incidente quelconque de la balle. Pour cela, nous avons intégré les résultats de l'étude en incidence normale, avec les pertes en vitesse linéaire et les pertes en vitesse de rotation selon la normale $\vec{z}$. Nous obtenons donc un modèle général dans les deux régimes du rebond, lorsque la balle glisse jusqu'à atteindre le roulement et lorsqu'elle glisse durant tout le temps de contact. Dans ce dernier cas, nous arrivons à une expression de la force de friction F_{t} dans le plan tangentiel de la surface, qui est de sens opposé au vecteur vitesse du point de contact incident $\mathrm{v}_i^{\mathrm{P}}$, et qui est directement proportionnelle en norme à la force normale, puisque nous la considérons comme étant de la friction solide. Les équations de la cinématique ne sont pas linéaires, mais nous pouvons en tirer une notation matricielle simplifiée, dont les termes dépendent seulement de la vitesse normale $\mathrm{v}_{z,i}$. Maintenant que l'approche théorique a été développée, il convient de la confronter à des mesures expérimentales pour la valider ou la corriger si besoin.

3.B. Vérification du modèle général

Nous allons à présent confronter la loi de rebond établie dans les paragraphes précédents avec des mesures expérimentales effectuées dans des conditions réelles de jeu. Cela inclura des situations où la balle présente une rotation incidente quelconque, ce qui n'a pas encore été pris en compte dans nos précédentes campagnes de mesures en laboratoire, limitées à des cinétiques incidentes spécifiques et simplifiées. Aussi, nous effectuerons les rebonds sur une table de tennis de table, qui ont possiblement des propriétés de contact différentes d'une surface rigide de verre.

Tout d'abord, nous exposerons le protocole expérimental employé pour réaliser les mesures, puis nous présenterons les résultats obtenus et les confronterons au modèle généralisé. Cela nous permettra de tirer des conclusions sur la justesse du modèle.

3.B.1. Mesures expérimentales en conditions réelles de jeu

Nous avons effectué des mesures sur une table de tennis de table (Decathlon, Artengo FT 720 Indoor) avec le même modèle de balle que précédemment (Cornilleau™, P-ball 1 étoile, diamètre 4 cm, masse 2,7 g, plastique ABS) à la différence que ce sont des balles destinées à de l'entrainement et non à de la compétition. Un schéma de la configuration d'étude est exposé dans la Figure III.22.

Nous utilisons un lanceur de balles de tennis de table largement utilisé dans l'entraînement professionnel, qui permet d'atteindre des vitesses de rotation élevées (Butterfly™, Robot Amicus Prime). Les mêmes caméras sont utilisées (Kron Technologies, Chronos 2.1-HD, capteur d'image monochrome, 2 142 fps) dont l'une est placée perpendiculairement et l'autre dans le plan d'incidence du rebond de la balle. Ces deux caméras sont posées sur des trépieds afin d'assurer une bonne stabilité et ont un objectif à focale de 50 mm afin d'obtenir un champ suffisant en plaçant la caméra en bordure de table (environ 20 cm sur la longueur de l'image). Les caméras sont calibrées en utilisant la même méthode expliquée dans la partie I.1.A.2.

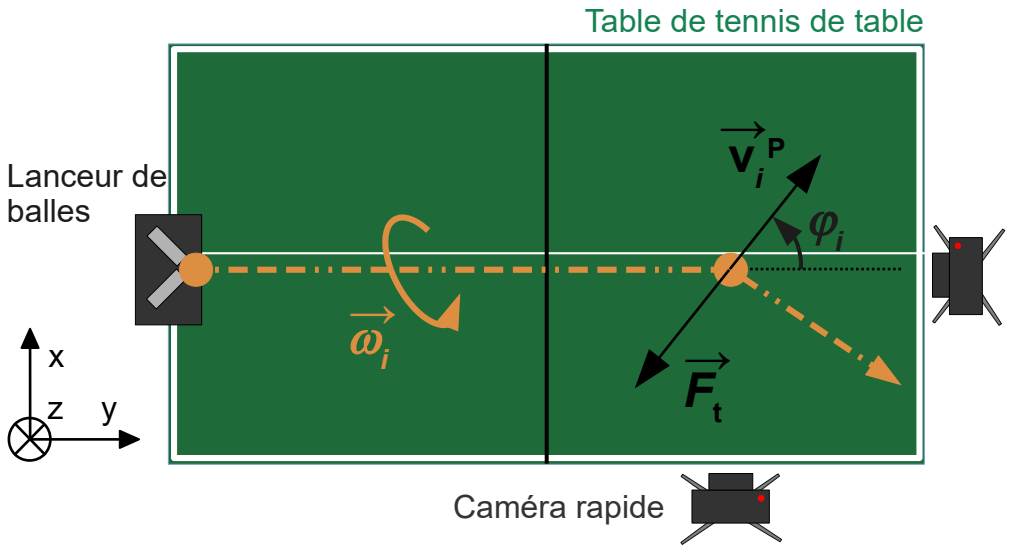

FIGURE III.22 – Schéma en vue de dessus de l'expérience réalisée dans des conditions réelles de jeu. La balle de tennis de table arrive avec une rotation incidente ω_i sur la table. Une force de friction $\vec{F}_t$ s'applique sur sa surface de contact, ce qui va déterminer sa trajectoire après rebond. Deux caméras haute fréquence filment le rebond perpendiculairement et dans le plan d'incidence de la balle.

Trois lancers différents sont réalisés pour chaque rebond et chaque lancer est mesuré indépendamment des autres. Par souci de simplification, le repère est choisi tel que $(\vec{y}, \vec{z})$ soit le plan d'incidence. Les vitesses v_y et v_z ainsi que les angles Θ de la balle avec la table sont mesurés sur la caméra latérale, avant et après le rebond. En raison du champ restreint de la caméra (20 cm sur la longueur et 10 cm sur la hauteur de l'image), l'effet de la gravité sur la trajectoire de la balle est négligé et les vitesses sont calculées en interpolant cette trajectoire par une simple droite. Les vitesses de rotation sont mesurées visuellement sur la caméra de face, en s'aidant du logo marqué sur la balle. Une illustration est donnée en Figure III.23, où entre deux images de la balle dans la même position angulaire sur la trajectoire incidente (tour complet), il s'écoule 61 images. La vitesse latérale v_x est également mesurée sur la caméra de face. Comme la balle avance vers la caméra, l'effet de perspective frontale sur l'image est à prendre en compte dans la mesure des distances latérales parcourues par la balle (selon $\vec{x}$). Sur la Figure III.23, nous traçons en rouge deux lignes censées être parallèles entre elles, selon l'axe $\vec{y}$. D'abord une ligne fictive au centre de l'image (lequel reste vertical si la caméra est bien calibrée) et une ligne excentrée (ici nous nous calons sur la ligne blanche médiane de la table). Ces deux lignes de fuite se rejoignent en un point de fuite central. La balle éloignée va donc tendre vers ce point de fuite. La distance parcourue par la balle, sur ces images où elle ne reste pas dans le même plan focal (elle avance vers la caméra), peut être mesurée en utilisant sa taille apparente dans l'image. Plus la balle est proche de la caméra, plus elle paraîtra grande dans l'image, et vice versa. En mesurant son diamètre à différents moments, on peut estimer la distance parcourue dans la direction $\vec{x}$, en utilisant la variation de taille apparente.

Dans le Tableau III.3 sont listés les paramètres de chaque rebond testés sur la table de tennis de table. Nous pouvons catégoriser ces rebonds en deux sortes : les rebonds avec un vecteur rotation perpendiculaire au plan d'incidence (selon $\vec{x}$), et ceux avec une rotation selon un axe compris dans le plan d'incidence, qui va ainsi dévier la balle de ce plan après le rebond.

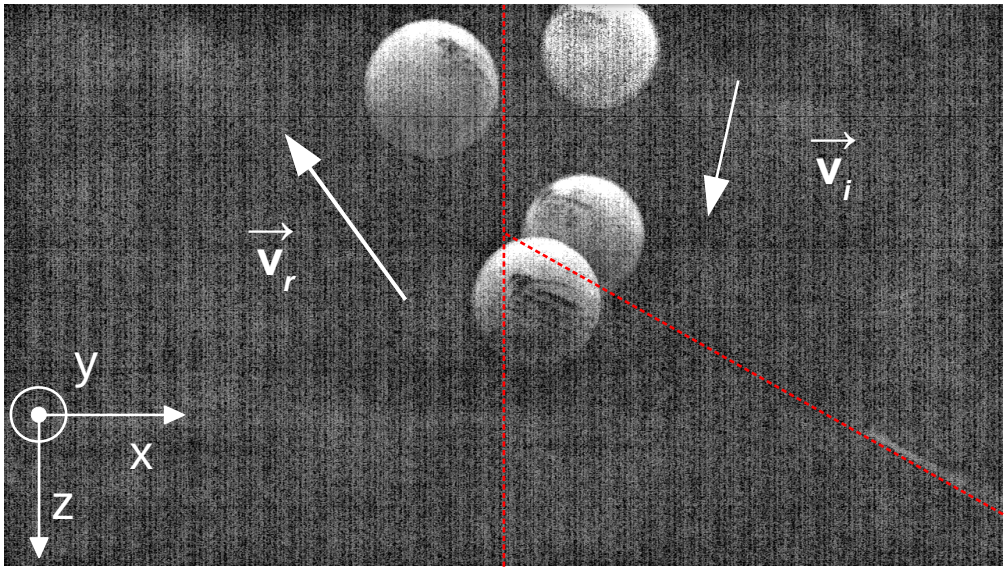

FIGURE III.23 – Superposition de 4 images sur une caméra placée face à la trajectoire du rebond 9 de la balle, avec une vitesse de rotation incidente selon $\vec{y}$ et $\vec{z}$ dans son plan d'incidence. La balle arrive vers la caméra, dans la direction $\vec{y}$ avec la vitesse $\vec{v}_{y,i}$. Elle a une vitesse de rotation incidente $\omega_{yz,i}$ qui fait dévier sa trajectoire vers $-\vec{x}$ après le rebond. Seulement 1 image sur 61 est affichée ; nous voyons ainsi deux images avant le rebond et deux images après le rebond, toutes séparées d'un temps de $28,5$ ms. Les marques rouges représentent les lignes de fuite de l'image, en s'aidant de la ligne médiane de la table (en bas à droite) parallèle à $\vec{y}$. Il faut prendre en compte cet effet optique dans l'estimation des vitesses.

Reb.	Rotation	$\omega_{x,i}$ (rad.s^{-1})	$\omega_{yz,i}$ (rad.s^{-1})	$v_{y,i}$ (m.s^{-1})	$v_{x,i}$ (m.s^{-1})	$v_{z,i}$ (m.s^{-1})	Θ_i (°)	ι_i (°)	$v^P_{y,i}$ (m.s^{-1})
1	sans	46		6,32	-0,16	2,10	-18,4	-1,88	5,39
2	avant	283		7,41	-0,09	2,49	-18,6	-1,20	1,75
3	avant	414		6,94	0,03	2,37	-18,9	-0,36	-1,34
4	arrière	-300		4,78	0,11	1,82	-20,8	0,77	10,79
5	arrière	-633		4,03	0,16	1,93	-25,5	1,64	16,68
6	côté		452	5,88	-0,28	1,99	-18,6	-3,33	5,88
7	côté		319	5,81	-0,31	2,19	-20,6	-3,58	5,81
8	côté		211	6,30	-0,33	2,29	-20,0	-3,67	6,30
9	côté		230	2,63	-0,21	2,63	-44,9	-5,09	2,63
10	arrière	-435		2,60	0,04	2,38	-42,5	0,22	11,30
11	arrière	-209		2,74	-0,01	2,45	-41,7	-0,70	6,93
12	sans	38		3,36	0,06	2,65	-38,3	0,37	2,60
13	avant	198		3,87	0,12	2,58	-33,6	1,09	-0,09
14	avant	331		3,18	0,08	2,75	-40,8	0,86	-3,44
15	côté		307	3,80	0,02	2,35	-31,8	-0,29	3,80

TABLEAU III.3 – Paramètres incidents de la balle pour tous les rebonds testés en conditions réelles de jeu. Pour chaque rebond, la moyenne des trois lancers effectués est affichée.

Nous remarquons qu'il reste une petite quantité de rotation vers l'avant sur les lancers supposés sans vitesse de rotation. Également, l'angle incident ι_i, défini comme étant l'angle entre la trajectoire de la balle et l'axe $\vec{y}$, n'est jamais parfaitement nul, le lanceur de balle impose une petite déviation, d'autant plus si la rotation est de « côté ». Enfin, nous remarquons que la vitesse normale $v_{z,i}$ varie peu d'un essai à l'autre, avec une valeur autour de $v_{z,i} \approx 2\text{–}2,5$ m.s^{-1}. En supposant que la balle sort horizontalement du lanceur, la vitesse correspondant à la hauteur de chute de la balle s'écrit $v_{z,i} = \sqrt{2gh_1}$, ce qui correspond à une balle lancée d'environ $h_1 \approx 0,2$ m de haut, ce qui concorde et peut expliquer cette vitesse $v_{z,i}$ constante. Les variations peuvent venir de la force de réaction due à l'effet Magnus [24] qui vient accélérer ou freiner la balle verticalement (les lancers en rotation avant montrent en effet une tendance haute de la vitesse $v_{z,i}$).

3.B.2. Résultats des rebonds sur table de jeu

Dans cette section, nous présentons les résultats de nos mesures de rebonds effectuées sur une table de jeu, ainsi que les prédictions correspondantes de notre loi de choc. Afin de discriminer les lancers entre le régime de roulement et de glissement pur, il est pertinent de les représenter en fonction de leur vitesse au point de contact projetée selon la direction incidente $\vec{y}$, c'est-à-dire $v_{y,i}^P = v_{y,i} - R\omega_{x,i}$ selon l'équation (III.33).

a. Restitution normale

Dans le modèle mécanique, la variable ε_z revient dans de nombreuses relations et est donc considérée comme un paramètre ajustable du modèle. Une des premières études en incidence normale avait pour but de rendre compte de son évolution (partie 1.C.) puis sa valeur a été fixée à $\varepsilon_z \approx 0,9$ sur du verre (section 2.B.) en constatant une décroissance presque constante à vitesse modérée (avant le flambage). Dans ce cas d'un rebond sur une table de tennis de table, nous avons réalisé des lâchers de balle à la main dans des conditions d'incidence normale, pour obtenir une estimation de la valeur de ε_z. En effectuant une moyenne sur 4 rebonds différents (avec une hauteur de chute d'environ 30 cm), nous avons obtenu une valeur de $\varepsilon_z = 0,917 \pm 0,05$, cohérente avec les mesures précédemment effectuées.

Sur la Figure III.24, nous représentons le coefficient de restitution normal pour tous les lancers avec une certaine vitesse de rotation $\omega_{x,i}$. Bien que les données soient dispersées, on observe clairement une valeur indépendante de la vitesse du point de contact, avec une moyenne d'environ $0,9$. Ce coefficient n'est pas influencé par la vitesse tangentielle. À noter que sur tous les essais, la vitesse d'approche normale de la balle, $v_{z,i}$, reste inférieure à 3 m.s^{-1} comme indiqué dans le Tableau III.3, une vitesse à laquelle la balle ne flambe pas. Cela explique cette valeur élevée parfois au-delà de $0,9$. La dispersion des valeurs est due à l'erreur de mesure, notamment à cause de l'imprécision du point d'impact de la balle, pas forcément centré sur l'image de la caméra, et donc nous avons plus ou moins d'images pour déterminer la vitesse.

D'après cette mesure, nous pouvons conclure que le coefficient de restitution selon l'axe $\vec{z}$ n'est pas significativement influencé par les conditions de choc. Cela suggère que la force normale F_z ne dépend pas de variables autres que la composante normale de la vitesse. Nous retiendrons donc un coefficient de restitution de $\varepsilon_z = 0,9$ pour le contact avec la balle.

Il convient dans la suite des résultats de séparer les rotations de la balle dites de « côté » où la vitesse incidente du point de contact v_i^P a une deuxième composante tangentielle selon l'axe $\vec{x}$, d'après l'équation (III.33).

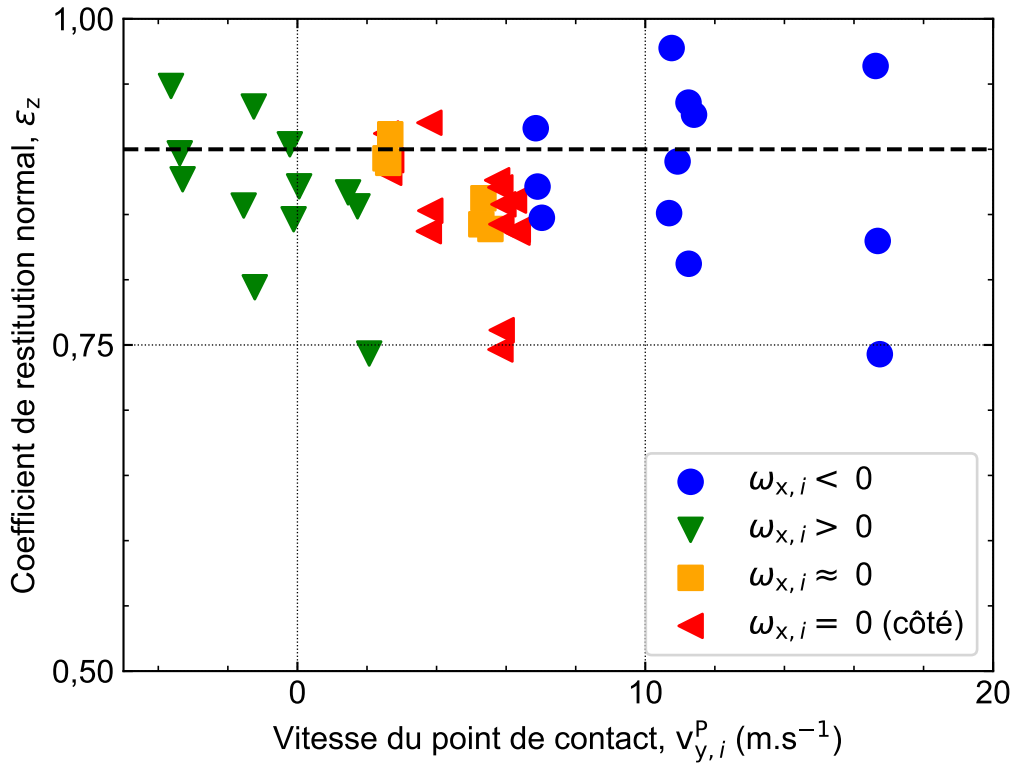

FIGURE III.24 – Coefficient de restitution de la vitesse linéaire de la balle selon la normale à la table ε_z en fonction de la vitesse incidente de son point de contact selon $\vec{y}$. Toutes les valeurs sont regroupées autour d'une valeur constante comme lors des précédentes études.

b. Rebonds avec rotation incidente selon $\vec{x}$

Nous considérons dans cette partie les rebonds avec une rotation incidente ne faisant pas sortir la balle du plan d'incidence. Autrement dit, la balle tourne autour d'un axe normal au plan de sa trajectoire, selon $\vec{x}$. Cela correspond aux rebonds avec une rotation avant, arrière et sans rotation dans le Tableau III.3. Dans ce cas de figure, il y a une relation de proportionnalité directe entre les variations de vitesses tangentielles et normales comme développée dans la partie 3.A.1.c. Le lien de proportionnalité est le coefficient de friction μ, selon l'équation (III.40), en considérant que la balle glisse durant tout le contact et que seulement de la friction solide agit dans le plan de la surface. Le rapport des variations des vitesses est donc tracé sur la Figure III.25 afin de mettre en évidence ce lien.

Le premier constat est que l'on retrouve bien un rapport constant pour des valeurs élevées de $v^P_{y,i}$, au-delà de 2 m.s^{-1}, qui correspond bien à une valeur de $\mu = 0,2$ lorsque la balle glisse. Cette valeur est identique à ce qui a été déterminé sur des impacts sans rotation initiale sur du verre (partie 2.B.3.). Cela signifie que les propriétés du contact sont similaires si l'on considère du verre ou une table de tennis de table. Pareillement, il semble que dans le domaine opposé, c'est-à-dire pour des vitesses du point de contact négatives, il y ait également un plateau à $-0,2$, ce qui va dans le sens de l'équation (III.40) du modèle analytique et d'un glissement de la balle dans l'autre sens, cependant, il manque de points de mesure pour confirmer ce point là. Il faut augmenter la rotation vers l'avant de la balle et/ou baisser sa vitesse incidente tangentielle afin de pouvoir explorer ces vitesses négatives. Nous arrivons aux limites du lanceur de balle. Aussi, en traçant la variation de vitesse angulaire en fonction de la variation de vitesse normale, selon l'équation (III.36), nous retrouvons bien un plateau constant qui s'explique par une valeur de $\mu = 0,2$, lorsque la balle glisse.

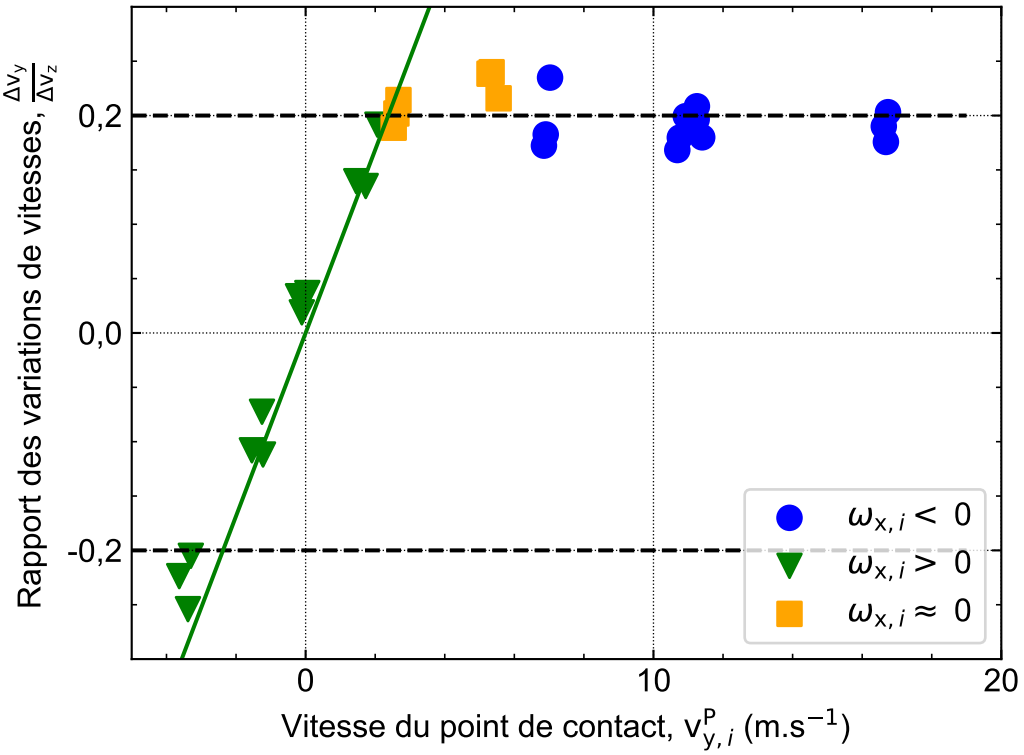

FIGURE III.25 – Rapport de la variation de vitesse tangentielle sur la variation de vitesse normale de la balle pendant le rebond, en fonction de la vitesse incidente de son point de contact $v^P_{y,i}$.

Entre ces deux régimes, où la balle glisse dans un sens ou dans l'autre, nous observons une transition linéaire du rapport $\frac{\Delta v_y}{\Delta v_z}$ pour les lancers avec une rotation vers l'avant ($\omega_{x,i} < 0$ rad.s^{-1}). Nous pouvons penser en première approche que la balle a le temps de se mettre en roulement sans glissement, la vitesse de point de contact étant maintenant assez faible pour chuter à 0 avec la force de friction opposée. Lorsque $v^P_{y,i} = 0$, ce qui correspond au cas où la rotation de la balle vers l'avant est équilibrée par son mouvement linéaire, la balle roule directement lorsqu'elle touche la table sans perdre de sa vitesse tangentielle. Cela se traduit par un rapport nul. Plus généralement, dès lors que la balle roule, sa vitesse tangentielle arrête de baisser car la force tangentielle s'annule, donc elle quitte la surface avec une variation de vitesse tangentielle $|\Delta v_y|$ plus faible. Essayons maintenant de quantifier la valeur de cette pente lors du roulement de la balle.

D'après la condition de roulement sans glissement (III.43), développée dans ce cas d'une rotation selon $\vec{x}$, et en utilisant les équations de la dynamique (III.31), on peut écrire que $\frac{3}{5} v^P_{y,i} = -\frac{3}{2} \Delta v_y$. La variation de vitesse tangentielle est directement proportionnelle à la vitesse incidente du point de contact. La variation de vitesse normale est, elle, constante, avec $\Delta v_z = -(1+\varepsilon_z)\, v_{z,i} \approx -4{,}75$ m.s^{-1}, puisque la vitesse normale $v_{z,i}$ est similaire pour tous les lancers et nous considérons que $\varepsilon_z = 0{,}9$. La droite théorique $\frac{\Delta v_y}{\Delta v_z} = \frac{2}{5\Delta v_z} v^P_{y,i}$ est représentée en trait plein sur la Figure III.25. Nous voyons que les données expérimentales sont en accord avec la modélisation proposée, ce qui confirme que la balle roule bien en dessous d'une vitesse du point de contact de 2 m.s^{-1}.

Dans le cas d'une rotation restant normale au plan d'incidence de la balle, toutes les données expérimentales sont correctement prédites par le modèle analytique du rebond. La valeur du coefficient de friction qui en ressort est de $0{,}2$ lorsque la balle glisse, similaire à l'étude en incidence oblique qui a pu être menée sur du verre rigide. Lorsque la balle roule, nous observons bien une vitesse tangentielle plus

faible après le rebond en valeur absolue, comme attendu. Il convient maintenant de confronter le modèle à une configuration où le vecteur vitesse du point de contact $v^{P}_{y,i}$ n'est plus dans le plan d'incidence de la balle.

c. Rebonds avec rotation incidente selon $\vec{y}$ et $\vec{z}$

Dans cette dernière partie, nous considérons les rebonds plus complexes avec une rotation autour d'un axe compris dans le plan de la trajectoire incidente de la balle, c'est-à-dire selon $\vec{y}$ et $\vec{z}$. Cela correspond aux rebonds dits de « côté » dans le Tableau III.3. Dans cette situation, le vecteur vitesse du point de contact $\vec{v}^{P}_{i}$ a deux composantes tangentielles, ce qui double le nombre d'équations à considérer, et donc suscite un intérêt particulier pour confronter notre modèle.

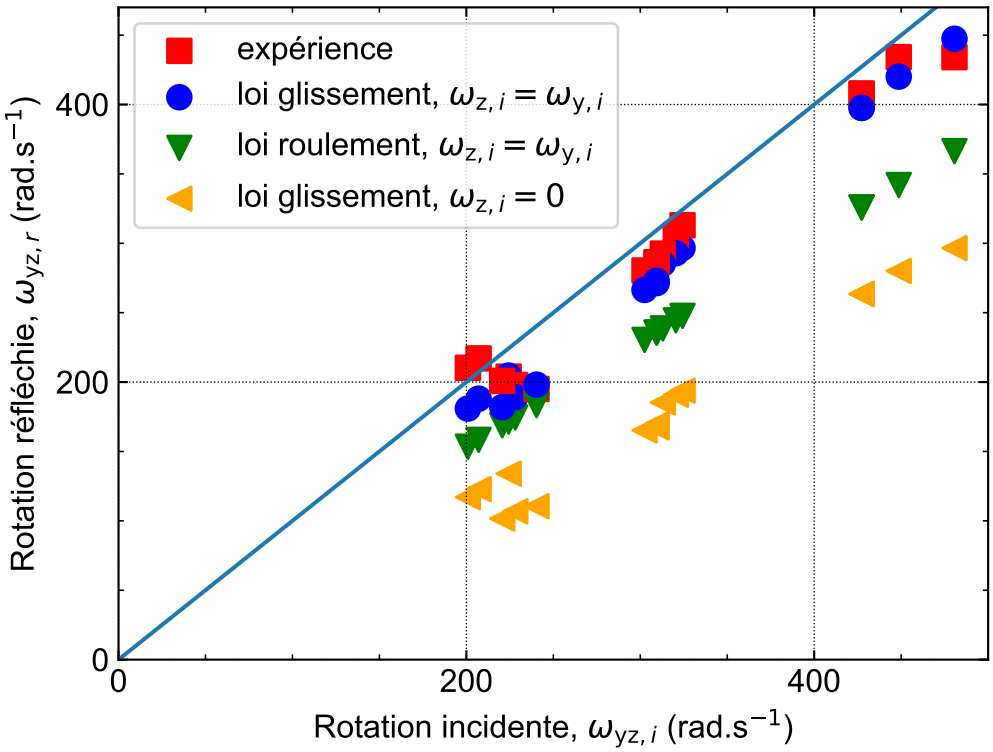

FIGURE III.26 – Vitesse de rotation en sortie, $\omega_{yz,r}$, en fonction de celle en entrée du rebond, $\omega_{yz,i}$, lorsque l'axe de rotation de la balle est dans son plan d'incidence. On se rend compte que sur tous les lancers expérimentaux, la balle subit une très faible perte de vitesse angulaire totale (la ligne continue bleu signifie aucune perte dans le rebond). Cela s'explique par la composante non négligeable $\omega_{z,i}$, qui n'est que légèrement ralentie dans nos expériences en raison du faible enfoncement de la balle sur la table. De plus, il apparaît clairement que la balle glisse en permanence.

La direction de la force tangentielle agissant sur la balle dépend de la vitesse incidente du point de contact, comme décrit dans le système (III.34). Cette force va freiner la vitesse de rotation de la balle et lui donner une nouvelle direction. Sur la Figure III.26, on trace la vitesse de rotation réfléchie de la balle en fonction de la vitesse de rotation incidente. On remarque d'abord que expérimentalement (carrés rouges), la balle montre une très faible perte de vitesse angulaire. Il faut prendre en compte que nous sommes à de faibles vitesses normales, autour de 2 m.s^{-1}. La force de friction avec la table est donc faible. Aussi, la balle s'écrase peu et donc les pertes de vitesse angulaire selon l'axe $\vec{z}$ seront faibles (moins de 10 rad.s^{-1} sur la Figure III.10). C'est donc principalement la composante de rotation autour de $\vec{y}$ qui va jouer sur les variations d'angles et de vitesse. Cependant, comme on peut le voir sur la Figure III.23, l'image ne permet pas de distinguer l'orientation de l'axe de rotation de la balle et

donc il est difficile de discriminer les composantes de ω selon $\vec{y}$ et $\vec{z}$. En considérant que la vitesse de rotation totale mesurée en entrée est selon l'axe $\vec{y}$, notre loi de choc nous prédit une vitesse réfléchie bien plus faible que les mesures (triangles jaunes sur la Figure III.26). À l'inverse, lorsque l'on considère une variation angulaire selon la normale et que l'axe de rotation de la balle forme un angle de 45° avec la surface, l'accord devient très bon avec les valeurs expérimentales (points bleus). Lorsque la vitesse angulaire est la même dans les deux directions, c'est effectivement la composante tangentielle qui exerce la plus grande force de freinage sur la rotation, dans ce cas où la balle s'enfonce peu sur la surface. Cette mesure nous informe également que la rotation de « côté » donnée par le lanceur de balle est en réalité à moitié selon la verticale et à moitié selon la direction incidente de la balle (vérifié visuellement).

Enfin, il semble que la balle glisse sur tous nos lancers. Les triangles verts sont les prédictions de notre loi de choc dans le cas du roulement de la balle sur la surface, et s'éloignent de l'expérience. Il faut également noter que, bien que nous ayons utilisé notre modèle général ici, le modèle simplifié du rebond d'un corps rigide indéformable donne les mêmes prédictions. Ce modèle ne tient notamment pas compte des pertes de vitesse angulaire autour de l'axe $\vec{z}$.

Finalement, la vitesse normale lors des lancers est trop faible pour vérifier si notre loi de choc présente un avantage réel par rapport au cas classique. Il faudrait réfléchir à un lanceur de balle orienté vers le bas qui puisse augmenter cette vitesse linéaire verticale d'impact. Nous pourrions ainsi voir si la balle arrive à atteindre un mode de roulement avec la plus grande force de friction, et surtout atteindre des enfoncements plus importants permettant de freiner la rotation verticale de la balle. Dans l'ensemble, cela nous amène à réaliser que les cas où la balle flambe sur la table de tennis de table sont peut-être rares.

3.C. Résumé

Pour résumer, nous avons pu monter un dispositif sur une réelle table de tennis de table, avec un lanceur de balle d'entrainement nous permettant de paramétrer une vitesse de rotation quelconque à la balle. Ainsi, plusieurs rebonds dans des conditions réelles de jeu ont pu être mesurés par deux caméras rapides. Bien que ce dispositif montre quelques complications, notamment pour mesurer la vitesse de la balle lorsqu'elle sort du plan focal de la caméra (effet de perspective frontale), la loi de rebond rend bien compte des mesures effectuées. Dans le cas d'une rotation incidente restant normale au plan d'incidence (ou bien lorsque la vitesse du point de contact reste dans le même plan), les mesures expérimentales s'alignent autour d'un mode de roulement et de pur glissement de la balle, avec une valeur de coefficient de friction identique aux essais sur du verre. Dans le cas d'une rotation plus complexe faisant dévier la balle de sa trajectoire incidente, la balle s'écrase peu sur la surface et il semble qu'elle glisse constamment. Nous observons ainsi très peu de pertes de vitesse de rotation. Finalement cette étude préliminaire montre des premiers résultats prometteurs et notre modèle s'accorde bien avec la réalité. Cela nous pousse à explorer des cas encore plus extrêmes pour justifier de sa robustesse, comme des vitesses normales plus importantes augmentant la force de friction.

Ces mesures nous en apprennent également plus sur le jeu du tennis de table et des conclusions plus pratiques peuvent être faites. Pour un joueur souhaitant déstabiliser le plus possible son adversaire avec de l'effet, il est préférable de donner une rotation verticale à la balle, cette dernière allant peu s'enfoncer sur la table et donc garder beaucoup, voire toute sa vitesse de rotation. On remarque cependant qu'une forte rotation horizontale dans le sens de la trajectoire incidente de la balle (selon $\vec{y}$) va orienter la valeur de la force de friction selon $\vec{x}$. La conséquence de cela est que la balle va perdre moins de vitesse linéaire selon $\vec{y}$, voire ne pas en perdre dans le sens du jeu. Enfin, pour moins perdre la vitesse de rotation dans le sens du jeu sur la balle que l'on envoie, il vaut mieux la faire tourner vers l'avant puisqu'elle va potentiellement rouler sur la table et non glisser.

4. Conclusion

Pour conclure de manière générale, ce chapitre nous a permis de mieux comprendre et d'expliquer l'intégralité du rebond d'une balle de tennis de table déformable, sur une surface considérée infiniment rigide. Le comportement de la balle avec la table est donc prévisible, par la loi de choc que nous avons développé, et cela est un grand pas vers la meilleure compréhension des raquettes, plus complexes.

Nous avons commencé par étudier une situation simple, une incidence normale, pour caractériser la perte de vitesse de la balle ainsi que le phénomène de flambage de sa coque, largement reporté dans des études mais très peu dans un régime dynamique. Nous avons donc observé et mesuré toutes les caractéristiques géométriques de cette instabilité et l'on découvre que son seuil n'est pas si éloigné d'un régime quasistatique. Le plus gros changement est dans les pertes de vitesses, qui augmentent fortement, et cela à cause d'une friction cachée apparaissant au contact de la cloque, identifiée avec l'aide de notre simulation numérique du rebond. C'est cette friction d'ailleurs, radiale au contact, que nous devons prendre en compte pour mieux expliquer la perte de vitesse de rotation, lorsque la balle tourne verticalement.

Afin de complexifier le problème et tendre vers des conditions plus réalistes, nous avons incliné la surface et la balle se met à tourner après le rebond. Contrairement à ce que l'on peut penser, cette situation n'est pas bien plus compliquée, le mouvement selon la normale semblant indépendant du nouveau mouvement tangentiel introduit. Il n'y a donc ainsi seulement une dynamique à rajouter, projetée dans la direction de la surface. De manière assez surprenante, le flambage de la coque n'impacte pas du tout la rotation de la balle. En considérant une loi de choc très simple, pour la majeure partie basée sur des corps rigides indéformables, nous expliquons de manière très précise toute la cinématique de la balle, en mettant en évidence une phase de glissement pur suivie ou pas d'une phase de roulement sans glissement de la balle. Et ces prédictions marchent tout aussi bien pour des rotations incidentes quelconques, ou bien si l'on change les matériaux et donc les propriétés du contact entre les deux corps.

Ces résultats suggèrent qu'il existe peu de moyens pour modifier la capacité de la raquette à générer des effets (de rotation) sur la balle. Si l'on augmente l'inclinaison de la raquette, la balle va finir par constamment glisser, et perdre tout son potentiel de rotation. On est donc limité par une vitesse angulaire $\omega_{x,r} = \frac{3}{5} v_{y,i}/R$. Mais il faut rappeler ici que nous avons considéré un substrat qui ne peut pas se déformer. L'utilisation d'un matériau radicalement différent, en particulier un matériau élastique mou et déformable correspondant aux couches en polymère des raquettes, sera l'objet de notre dernier chapitre IV.

CHAPITRE IV.

Rebond sur une surface déformable

Sommaire

1. Incidence normale de la balle **118**
   - 1.A. Substrat en silicone transparent 118
     - 1.A.1. Observation du flambage 119
     - 1.A.2. Restitution de la vitesse 124
   - 1.B. Substrat en mousse 125
   - 1.C. Résumé 126
2. Incidence oblique de la balle **126**
   - 2.A. Premières observations 127
   - 2.B. Modèle de rebond sur une surface déformable 128
     - 2.B.1. Première phase où la balle glisse 129
     - 2.B.2. Seconde phase où la balle roule 131
   - 2.C. Rotation sur un substrat de silicone 133
     - 2.C.1. Rapprochement avec le modèle 133
     - 2.C.2. Comparaison des épaisseurs de silicone 134
     - 2.C.3. Simulation numérique 136
   - 2.D. Rotation sur un substrat de mousse 138
     - 2.D.1. Comparaison des épaisseurs de mousse 138
     - 2.D.2. Écrasement de la mousse 139
   - 2.E. Limites des hypothèses du modèle théorique 141
   - 2.F. Résultats préliminaires sur des revêtements à picots 142
     - 2.F.1. Substrat de picots externes 143
     - 2.F.2. Retour sur les raquettes 145
   - 2.G. Résumé 147
3. Conclusion **148**

Dans ce chapitre, nous aborderons expérimentalement, théoriquement et numériquement le rebond d'une balle de tennis de table sur une surface souple, à savoir des substrats en mousse élastomère ou en silicone, de différentes épaisseurs. À la fin, nous exposerons des résultats préliminaires sur des surfaces texturées à picots externes.

L'étude précédente nous a permis de mieux comprendre le comportement de la balle de tennis de table et de prédire complètement son rebond sur une surface rigide considérée indéformable, avec une loi de choc finale pouvant s'appliquer à la table de tennis de table. Cependant, ces résultats présentent des limitations pour un compétiteur qui souhaite acquérir une meilleure compréhension de sa raquette et évaluer la quantité d'effet et de vitesse qu'il peut donner à la balle. Dans ce contexte, il est crucial de considérer le rebond de la balle sur une surface déformable, car les propriétés de cette surface deviennent tout aussi importantes pour prédire le comportement du rebond. L'étape suivante est donc naturellement d'étudier l'impact de la balle de tennis de table sur des corps plus ou moins rigides, pour remonter à un comportement de revêtement de raquette. On rejoint ainsi la demande des fédérations d'une aide au choix plus judicieux du matériel utilisé. Nous avons décidé d'étudier indépendamment chacun des deux matériaux composant un revêtement, une mousse de raquette puis une surface en élastomère dense. Ces deux substrats ont été caractérisés dans le chapitre II.2.

Nous maintiendrons la même structure que dans le chapitre précédent, avec une première section consacrée à l'impact normal pour examiner la déformation et la vitesse de la balle sur un substrat mou, puis nous passerons aux rebonds en incidence oblique et à l'effet de rotation de la balle.

1. Incidence normale de la balle

Nous allons aborder cette étude par la configuration simple du rebond en incidence normale, pour éclaircir nos premières interrogations.

L'une des premières questions que nous avons soulevée lors de l'introduction générale de cette thèse est celle du rôle joué par l'épaisseur de la couche de mousse sur le coefficient de restitution en vitesse des raquettes. Si l'on écoute les joueurs, ils ressentent tous une augmentation de vitesse, ce qui ne s'est pas vérifiée sur les caractérisations de raquettes du chapitre II. D'autres questions plus fondamentales se posent par rapport à ce qui a été déterminé sur une surface rigide. Nous attendons plus de dissipation d'énergie sur des surfaces molles viscoélastiques. Comment la balle va-t-elle se déformer avec le substrat et comment le flambement de la coque va-t-il évoluer ?

Nous avons ainsi observé le profil du contact entre la balle et une surface molle, un silicone transparent, puis nous avons effectué des mesures de restitution en vitesse sur ce même silicone ainsi que sur une mousse de raquette. Cette approche nous a permis de comparer les différentes couches d'une raquette entre elles et d'analyser leurs performances respectives.

1.A. Substrat en silicone transparent

Le silicone, tout comme le caoutchouc d'une raquette de tennis de table, est un élastomère qui présente un comportement hyperélastique à température ambiante. Nous avons choisi ce matériau en raison de sa possibilité d'être transparent, ce qui nous a permis d'observer à travers avec une caméra. En effet, il n'est pas possible d'obtenir une mousse solide transparente, puisque les bulles d'air emprisonnées dans la matrice solide provoquent une diffusion de la lumière, rendant la mousse plutôt opaque. La méthode utilisée pour créer des substrats lisses est expliquée en détail dans le chapitre précédent, section I.1.A.4. Les couches de silicone sont au nombre de 4 et d'épaisseur croissante jusqu'à $1{,}78$ mm (les mesures sont détaillées dans la partie II.2.B.).

1.A.1. Observation du flambage

À la manière de ce que nous avons réalisé sur une surface rigide, nous utilisons le dispositif expérimental présenté en I.1.B.2., pour observer l'instabilité de flambage de la balle sur une surface molle transparente.

Ce phénomène est maintenant bien connu sur une surface rigide. Nous savons que la balle de tennis de table utilisée flambe à partir d'une vitesse critique $v_i^c \approx 5,5$ m.s^{-1}. Cependant on peut se demander si la déformation de la balle sur une surface molle, typiquement la raquette, est équivalente. Il est à peu près certain que la balle flambe sous incidence normale sur un substrat mou puisque, comme nous l'avons vu précédemment, le flambage de la balle intervient pour un seuil en déplacement de deux fois l'épaisseur de la coque. Par contre, rien ne dit que ce seuil corresponde au même déplacement critique δ_c et encore moins à la même vitesse critique v_i^c. Peut être que la matière du substrat au centre du contact peut agir comme un ressort et favoriser le flambement.

L'étude du flambage d'une sphère avec une coque élastique en caoutchouc a déjà été réalisée [42, 78], cependant, le flambage de coques rigides sur des substrats mous n'a pas encore été exploré. On peut penser que des surfaces en élastomère augmentent le coefficient de friction avec la balle. En examinant les compressions quasistatiques de la balle effectuées dans le chapitre II., nous constatons qu'une surface présentant une friction plus élevée (comme du papier de verre) augmente légèrement le seuil de l'instabilité. Cependant, ces résultats sont marginaux et ne sont pas obtenus dans des conditions dynamiques. Par conséquent, nous allons analyser plus en détail le seuil de flambage d'une coque rigide sur une épaisseur de substrat mou et comparer les résultats avec une surface rigide afin d'en tirer des conclusions qualitatives.

La balle arrive verticalement sans rotation, à une vitesse incidente donnée $v_{z,i}$ allant de 2 à 13 m.s^{-1}. Des images de l'impact de la balle sur un substrat de $0,96$ mm d'épaisseur sont présentées sur la Figure IV.1.

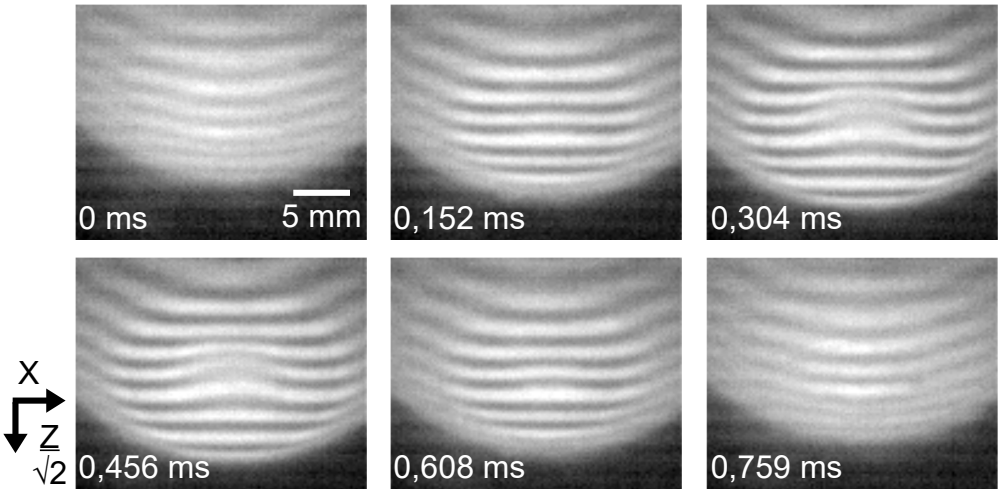

FIGURE IV.1 – Série d'images de la surface de la balle lors de la collision avec un substrat de silicone transparent de $0,96$ mm d'épaisseur ($v_{z,i} = 12,7$ m.s^{-1}). Grâce à l'ombre du réseau d'épingles projetée sur la surface, nous pouvons déterminer le profil maximal de la coque. La première image correspond au temps 0 ms qui coïncide avec le début du contact. Seulement 1 image sur 3 est affichée ici.

Comme observé sur une surface rigide, d'un point de vue qualitatif, la région de contact entre la balle et le substrat de silicone passe d'un disque plat à un anneau, avec une partie centrale qui perd le contact. Nous traçons sur la Figure IV.2a la profondeur maximale de la cloque, d^m, en fonction de la vitesse incidente, $v_{z,i}$, pour les différents substrats de silicone, afin de mettre en évidence le seuil de flambage. Le premier constat est que toutes les couches de silicone présentent le même seuil, autour de $v^c_{z,i} \approx 5$ m.s^{-1}, donc la valeur de l'épaisseur n'a que peu d'effet sur la déformation de la cloque. Aussi, nous avions trouvé une valeur $v^c_{z,i} = 5,5$ m.s^{-1} sur une surface rigide (ligne représentée en gris), proche de ce que nous observons ici sur du silicone. Cependant, la variation de la profondeur maximale de la cloque ne semble plus suivre une loi en racine carrée de la vitesse. La montée de la coque semble plus proche d'une variation linéaire.

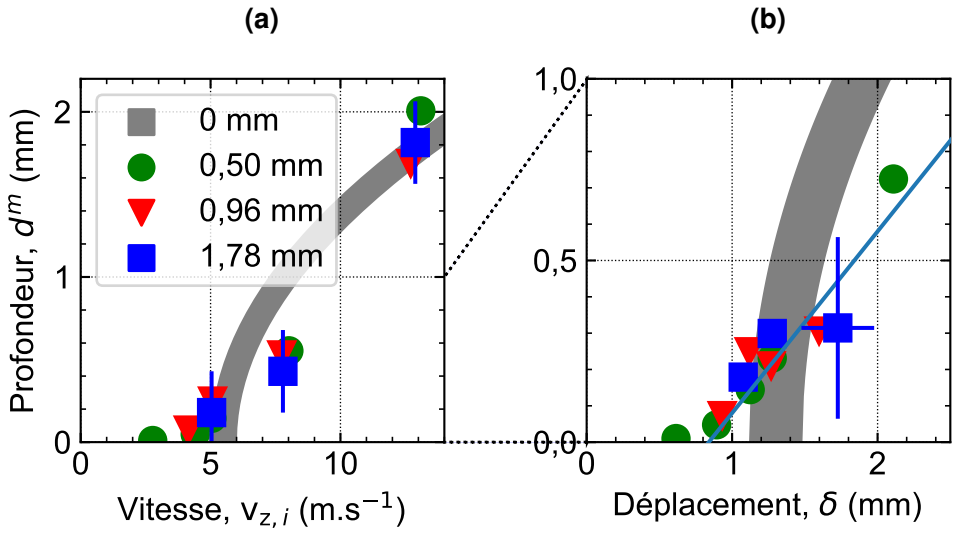

FIGURE IV.2 – (a) Profondeur maximale du flambage d^m en fonction de la vitesse incidente de la balle, $v_{z,i}$ et **(b)** du déplacement de la balle dans la surface, δ, pour différentes épaisseurs de silicone. Dans (b), le point de mesure correspond à la première image où la profondeur d dépasse $0,2$ mm, soit la barre d'erreur de mesure. On remarque que la balle flambe de façon plus atténuée sur une surface en silicone, linéairement avec la vitesse, et à un seuil critique légèrement plus faible (la ligne grise correspond à la mesure sur surface rigide faite dans III.1.C.).

Afin d'éclaircir le seuil de flambement, nous allons considérer les données en fonction du déplacement δ de la balle dans le substrat. Nous allons nous appuyer sur la théorie du contact de Hertz pour estimer ce déplacement δ, à partir des données du diamètre de contact D que l'on mesure. Après des hypothèses simplificatrices, notamment en considérant des petites déformations, nous avons vu dans la partie III.1.C. que ce déplacement δ vaut :

$$\delta \approx \frac{D^2}{4R}. \tag{IV.1}$$

Il faut garder en tête que cette relation s'applique uniquement lorsque le contact est parfaitement plan, soit avant le flambement à δ^c. Nous traçons la profondeur de la coque d en fonction de ce déplacement δ sur la Figure IV.2b. L'intérêt de δ est qu'il évolue dans le temps et donc nous avons des valeurs plus précises de d autour du déplacement critique δ^c. Nous traçons ainsi le premier point de mesure tel que $d > 0,2$ mm, valeur qui nous permet d'être en dehors des incertitudes de mesures et donc être sûrs que nous nous situons au seuil critique δ^c. On observe que toutes les mesures sont regroupées autour d'une tendance linéaire, à partir d'un seuil critique en déplacement $\delta^c = (0,9 \pm 0,2)$ mm. Ce seuil est plus faible que celui déterminé sur une surface rigide ($\delta^c = 1,3$ mm), mais reste de l'ordre de deux fois l'épaisseur de la coque e_b, mesurée à (522 ± 60) μm par tomographie à rayons X (voir chapitre II.3.A.).

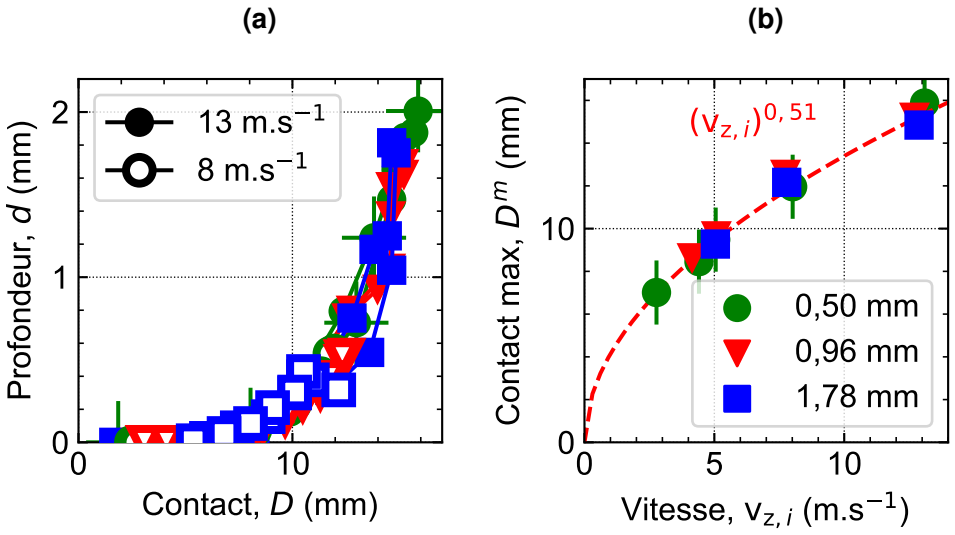

FIGURE IV.3 – (a) Profondeur du flambage de la coque, d, en fonction du diamètre du contact, D, pour deux différentes vitesses incidentes et trois épaisseurs de silicone. **(b)** Évolution du diamètre de contact D en fonction de la vitesse incidente de la balle, $v_{z,i}$. On observe que l'instabilité de flambage est symétrique dans le temps, sans aucun cycle hystérétique. En (b), la diamètre de contact entre la balle et le silicone évolue comme la racine de la vitesse d'impact de la balle.

Ce seuil doit cependant être considéré avec précaution, nous utilisons le modèle de Hertz, qui considère des solides parfaitement élastiques, pour estimer un contact entre une balle en plastique et une surface molle. Avec cette nouvelle représentation, nous confirmons une fois de plus que l'épaisseur du substrat n'a pas d'impact sur l'apparition linéaire (plus progressive) de la cloque.

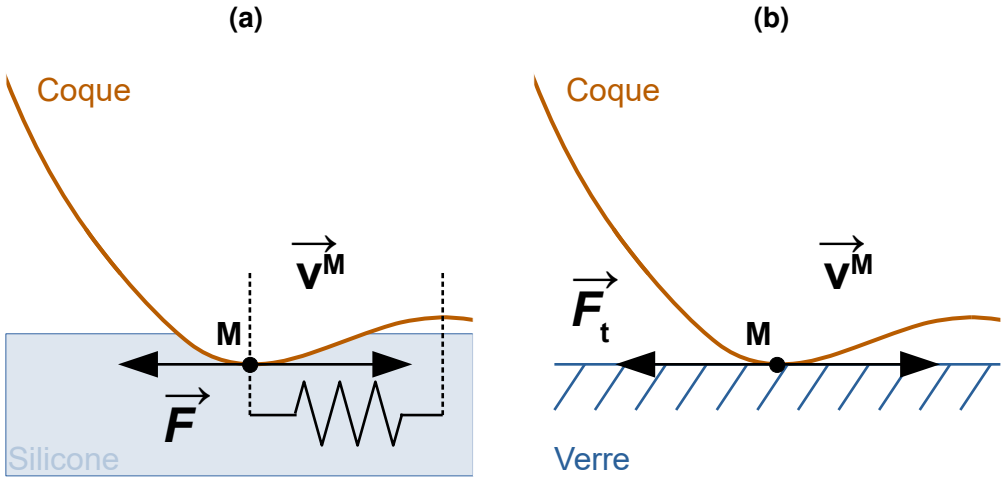

FIGURE IV.4 – Schéma du comportement de la surface d'impact de la balle, pendant la déformation de l'instabilité de flambage. En **(a)** le silicone se déforme tangentiellement et l'élasticité rend la déformation de la balle symétrique dans le temps. En **(b)** la surface rigide engendre une forte force de friction avec la balle. La vitesse $\vec{v}^M$ est orientée de façon arbitraire.

Pour vérifier cette croissance plus lente de la cloque sur un substrat mou, nous allons examiner comment la géométrie de flambage évolue dans le temps. En particulier, on trace la valeur de la hauteur de la cloque d en fonction du diamètre du contact D, sur la Figure IV.3a, pour deux vitesses d'impact différentes (où la balle cloque). Dans le cas d'un rebond sur une surface rigide, nous observions une boucle d'hystérésis, avec une montée rapide de la cloque suivie d'un abaissement plus lent (Figure III.3).

Dans ce nouveau cas sur silicone, il n'y a aucun changement entre les phases de croissance et de décroissance de la cloque, tous les points suivent la même tendance. Cette tendance commune est également vérifiée pour tous les essais non représentés ici. Ainsi, lorsque la balle rebondit sur un substrat en silicone, elle se déforme de manière symétrique dans le temps.

Pour le flambement de la balle sur une surface rigide, nous avions expliqué ce comportement hystérétique par l'augmentation des pertes frictionnelles pendant le flambage, puisqu'il y a un déplacement relatif de la surface de la balle par rapport au substrat pour former la cloque. En quelque sorte, de la matière tend à rentrer à l'intérieur de la cloque et l'anneau de contact a un mouvement radial (se référer au schéma III.11). La force de friction $\vec{F}_t$ va à l'encontre du mouvement (Figure IV.4b) et donc retarde le flambage (montée retardée mais plus rapide), tout comme elle retarde le retour élastique (redescente plus lente dans l'autre sens). Sur le silicone, la surface est élastique et à l'image d'un ressort, elle va tendre à se déformer avec la balle comme illustré sur la Figure IV.4a et renvoyer la balle tangentiellement. Dans ce nouveau cas, la force de friction n'est plus aussi dominante et l'élasticité rend la déformation symétrique dans le temps (plus de boucle d'hystérésis).

Une façon de rendre compte de manière quantitative de cette dynamique plus lente par rapport au cas considéré indéformable, est de tracer l'évolution du maximum du diamètre de contact D^m en fonction de la vitesse d'impact de la balle. Dans le cas d'un contact de Hertz, nous trouvons une dépendance du diamètre évoluant comme la vitesse incidente à la puissance $0,4$ (les calculs précis sont présentés au chapitre III.1.D.1.b.). Dans le cas d'un rebond normal sur surface rigide, cette dépendance est plus forte et correspond à une puissance $0,75$ de la vitesse d'impact (Figure III.9). Dans le cas d'un substrat de silicone (Figure IV.3b), D^m se situe entre les deux cas et évolue comme la racine carrée de la vitesse $v_{z,i}$ (puissance $0,5$). Cela confirme les déviations à la loi de Hertz.

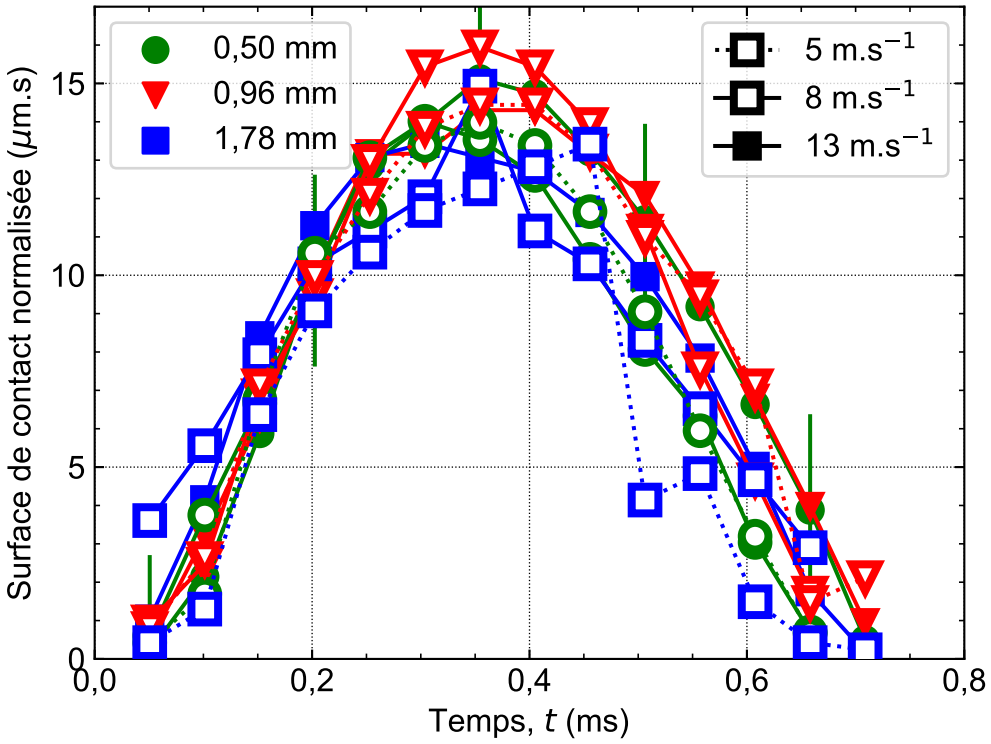

FIGURE IV.5 – Évolution temporelle de la surface du contact (un disque) entre la balle et différents substrats de silicone, normalisée par la vitesse incidente de la balle, $v_{z,i}$. Toutes les mesures suivent la même tendance.

Il faut noter que la dépendance de D^m avec la racine de la vitesse est très bien établie. Cela nous amène à élever au carré et donc à tracer l'évolution temporelle de la surface de contact entre la balle et le substrat (considérée comme un disque de diamètre D), normalisée par la vitesse incidente de la balle $v_{z,i}$ (Figure IV.5). L'évolution de la surface est bien symétrique dans le temps et toutes les mesures tendent à se superposer. Pour un temps donné du contact (au maximum $t = 0,35$ ms par exemple), la surface de contact entre la balle et le substrat de silicone augmente linéairement avec sa vitesse incidente, $v_{z,i}$. On confirme également par ces mesures que le temps de contact est constant autour de $0,7$ ms. De manière surprenante, la surface de contact ne varie pas avec l'épaisseur du substrat e_s, ni même le temps de contact (nous détaillerons dans la partie suivante les mesures précises du temps de contact). Un dernier point à mentionner est la plus grande disparité des points de mesures sur une surface de $1,78$ mm (carrés bleus). Pour cette épaisseur, le silicone n'étant pas parfaitement transparent, l'observation de la balle à travers est rendue moins précise.

Pour conclure, grâce au dispositif expérimental et à l'élaboration de couches molles en silicone transparent, nous avons pu observer et mieux comprendre la déformation d'une balle de tennis de table sur un substrat pouvant s'apparenter grossièrement à une version simplifiée des revêtements de la raquette. On observe que la balle flambe bien à partir d'un déplacement critique égal à environ deux fois l'épaisseur de la coque. Ce seuil critique est légèrement plus faible que celui déterminé sur une surface rigide, puisque la surface de silicone va se déformer avec le substrat, le rôle de la friction est bien plus limité dans le flambage de la coque. L'apparition de la cloque n'est ainsi plus retardée, et les changements dans les propriétés géométriques de la cloque deviennent symétriques dans le temps. D'une certaine manière le substrat va agir comme un amortisseur et répartit la contrainte au contact. Enfin, la surface de contact varie linéairement avec la vitesse de la balle. Étonnamment, l'épaisseur du substrat ne va jouer aucun rôle sur les propriétés géométriques et la dynamique du flambage de la balle.

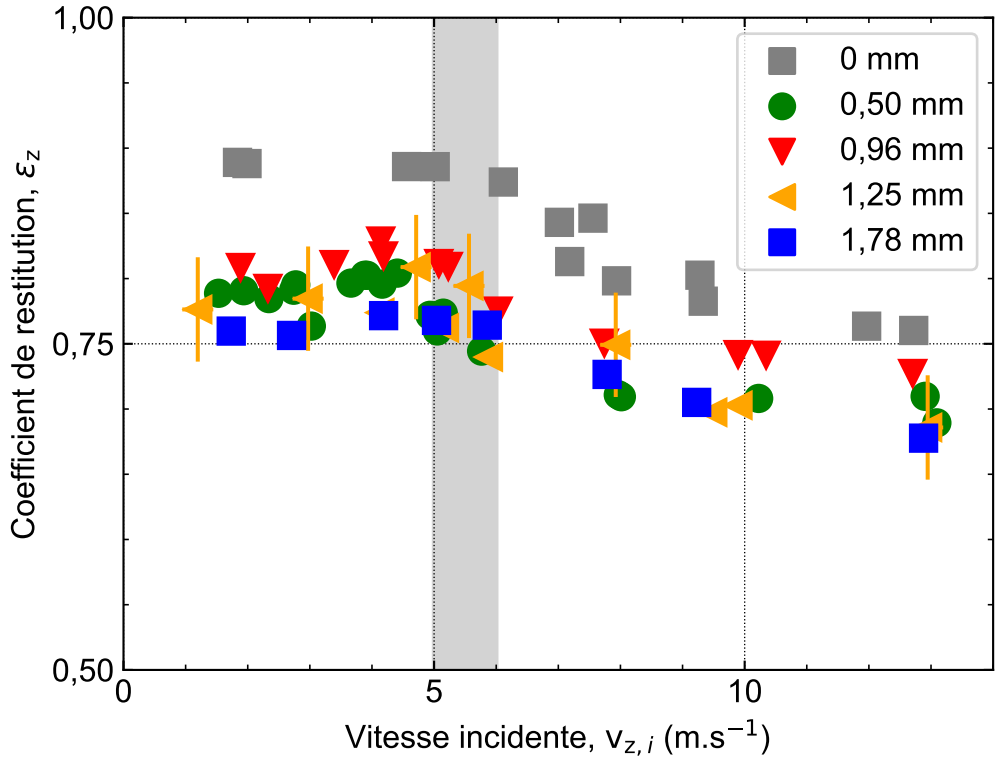

FIGURE IV.6 – Coefficient de restitution en vitesse normale ε_z en fonction de la vitesse incidente $v_{z,i}$, sur différentes épaisseurs de silicone. Le substrat diminue notablement la restitution en vitesse, mais ne change pas la vitesse critique de flambement, $v^c_{z,i}$, indiquée par une zone verticale grise. Le coefficient de restitution n'est que légèrement influencé par l'épaisseur.

1.A.2. Restitution de la vitesse

Regardons d'abord l'effet d'un substrat de silicone mou sur le coefficient de restitution en vitesse de la balle. Les résultats expérimentaux des différents échantillons de silicone sont présentés sur la Figure IV.6.

L'observation principale est que pour tous les substrats testés, le coefficient ε_z est plus faible que sur une surface rigide (points figurés en gris). Comme attendu, une plus grande quantité d'énergie est dissipée dans un substrat mou. La principale différence est observée aux faibles vitesses $v_{z,i}$. D'une certaine manière, un substrat souple va amortir la variation du coefficient de restitution sur toute la gamme de vitesses.

Par ailleurs, en comparant les différentes couches entre elles, il est observé un changement de régime similaire autour de $v^c_{z,i} \approx 5$ m.s^{-1}. Nous savons, grâce au travail sur surface rigide (chapitre III.1.C.), que la chute de ε_z est liée au flambage de la coque sphérique. Cette vitesse critique $v^c_{z,i}$ est cohérente avec celle mesurée lors de l'observation directe du profil (Figure IV.2b). En résumé, une couche de silicone baisse la valeur globale de ε_z mais aucune tendance significative (tout du moins à l'échelle de précision des mesures) ne se dégage entre les différentes épaisseurs.

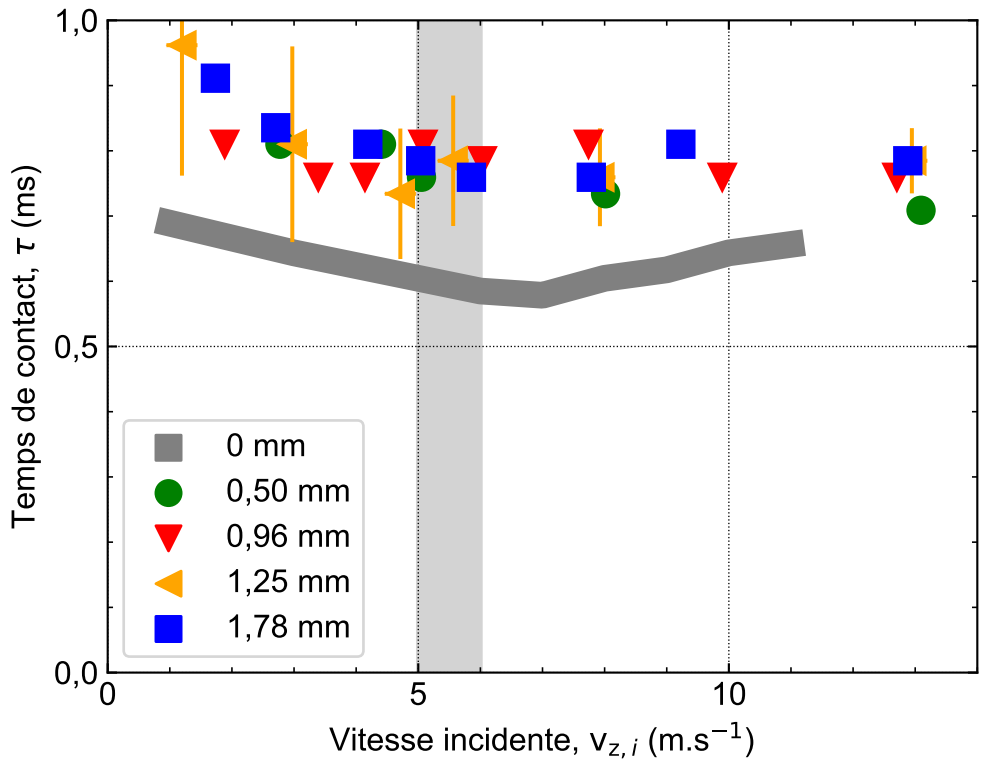

FIGURE IV.7 – Temps de contact τ en fonction de la vitesse incidente $v_{z,i}$, sur différentes épaisseurs de silicone. Le temps τ semble constant sur toute la gamme de vitesses incidentes explorée.

Afin de compléter ce dernier point, le temps de contact τ en fonction de la vitesse incidente $v_{z,i}$ est tracé sur la Figure IV.7. Nous observons tout d'abord qu'un substrat mou augmente le temps de contact, et ce sur toute la gamme de vitesses incidentes $v_{z,i}$. Ce n'est pas surprenant dans la mesure où la balle se déplace dans l'épaisseur du substrat. Cependant, la couche la plus épaisse devrait présenter le temps de contact le plus élevé, dans toute la gamme de vitesses. Ici, nous avons une valeur quasi-similaire d'une couche de silicone à une autre. Par ailleurs, l'évolution semble presque constante avec la vitesse.

La légère augmentation au-delà de $v^c_{z,i}$ (perte de rigidité de la balle due au flambage) est bien moins prononcée sur un substrat de silicone par rapport aux résultats obtenus sur une surface rigide. La couche est maintenant élastique, comme illustré sur le schéma IV.4a, et tous les phénomènes non linéaires observés sur un substrat rigide (en gris) semblent amoindris. Regardons si ce constat s'applique pour une surface de mousse de raquette avant de conclure sur cette étude.

1.B. Substrat en mousse

Nous avons effectué les mêmes expériences sur des substrats en mousse utilisés dans les revêtements de raquettes de tennis de table. Ce substrat est également une surface molle, avec des propriétés différentes de celles du silicone. Une première distinction évidente est la propriété optique de la mousse. Dans ce cas, on ne peut pas observer le contact de la balle par transparence à travers le revêtement. C'est la raison qui a justifié l'utilisation d'un substrat en silicone, précédemment. De plus, la mousse est constituée de pores et va donc avoir un coefficient de Poisson inférieur à celui du silicone dense. Pour un cas extrême (à savoir un coefficient de Poisson apparent de 0), la mousse ne se déformera pas latéralement lorsque la balle viendra s'écraser dessus. Il sera donc intéressant de comparer les résultats obtenus avec le silicone. Sur la Figure IV.8, le coefficient de restitution des différentes surfaces en mousse est représenté en fonction de la vitesse incidente de la balle.

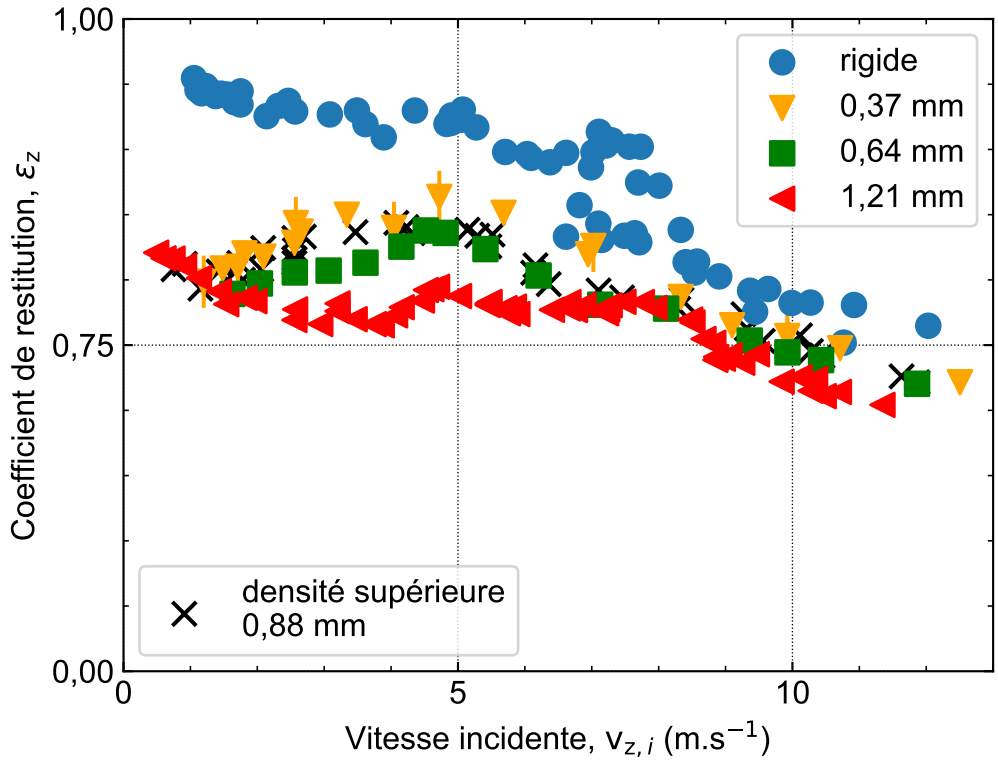

FIGURE IV.8 – Coefficient de restitution en vitesse normale ε_z de la balle en fonction de la vitesse incidente $v_{z,i}$, sur différentes épaisseurs de mousses de raquettes de tennis de table. Plus l'épaisseur de la mousse est grande, plus la balle va être amortie lors du choc. Une mousse plus dense va également présenter une restitution en vitesse légèrement supérieure.

Le premier constat est similaire à celui des substrats de silicone, une épaisseur de mousse va globalement dissiper plus d'énergie par rapport au substrat rigide. Le seuil de flambement est cohérent, autour de $v^c_{z,i} \approx 5$ m.s^{-1}. Cependant, sur ces couches de mousse, nous observons une légère discrimination entre les différentes épaisseurs, avec la couche la plus épaisse qui présente une restitution plus faible.

Cela va d'ailleurs à l'encontre du ressenti des joueurs de tennis de table, qui perçoivent une augmentation de la vitesse de la balle avec l'épaisseur. Cette différence est plus marquée à faible vitesse incidente, c'est-à-dire lorsque la balle ne flambe pas encore, comme observé sur du silicone. Le coefficient ε_z est plus constant sur la plage de vitesses incidentes testée.

Nous avons voulu voir l'effet d'une mousse plus dense sur la restitution en vitesse des balles. Ce revêtement plus dense (50 % de plus, environ 730 kg.m^{-3}, voir la partie II.2.A.2.) est représenté par des croix noires. Les résultats sont comparables à ceux des mousses moins épaisses et moins denses, suggérant qu'à épaisseur donnée, cette mousse soit légèrement plus rapide car plus rigide. Il y a ainsi deux moyens d'augmenter la restitution en vitesse de la mousse : soit augmenter sa densité, soit baisser son épaisseur.

1.C. Résumé

Pour conclure sur cette étude d'un impact normal, les surfaces molles vont globalement réduire la restitution en vitesse de la balle ε_z et augmenter le temps de contact τ, par rapport au cas rigide. Cependant, le seuil de flambage semble se produire pour des vitesses équivalentes, voire légèrement plus basses. En effet, dans ce cas, la surface de silicone va se déplacer tangentiellement avec la déformation de la balle, à la manière d'un ressort, et peu de friction va freiner l'apparition de la cloque. L'évolution de l'instabilité devient ainsi symétrique dans le temps avec l'élasticité de la surface molle. Une autre conséquence de cela est que ε_z et τ sont maintenant beaucoup plus homogènes et dépendent moins de la vitesse incidente de la balle. L'instabilité de flambage sur une surface souple montre une non-linéarité et une discrimination des données moins marquée de part et d'autre du seuil. Ainsi, les propriétés de ces substrats se rapprochent de celles des surfaces rigides à grande vitesse.

Ensuite, il semble à première vue que toutes les épaisseurs de substrat en silicone aient un comportement très similaire. Leur coefficient de restitution est plus ou moins égal, elles présentent la même augmentation de la surface de contact, un même seuil et une évolution symétrique du flambement. En d'autres termes, peu importe l'épaisseur de silicone, l'effet sur le rebond normal sera le même. Cela semble moins vrai sur les substrats de mousse, moins rapides lorsque l'épaisseur augmente.

Sur une surface molle, et particulièrement le silicone, cette force de friction ne va plus dissiper de façon majeure l'énergie. Pourtant, avec la valeur du coefficient de restitution plus basse que sur une surface rigide, nous savons que la dissipation d'énergie est importante. On peut donc naturellement penser que les contributions viscoélastiques des surfaces seront très importantes. De plus, nous sommes restés dans le cas d'un impact normal où la seule force tangentielle est au niveau de la cloque, pour des déplacements relativement limités. Que se passe-t-il si l'on ajoute un angle d'incidence et donc un fort déplacement tangentiel incident de la balle ?

2. Incidence oblique de la balle

Dans cette seconde étude, nous allons voir comment la balle va acquérir de la rotation lors d'un rebond en incidence oblique, initialement sans rotation, et le rôle de la surface molle sur l'impact, se déformant notamment dans la direction tangentielle.

Sur surface rigide, nous en étions restés à une loi d'impact qui nous permet de prédire le rebond de la balle quelles que soient les trajectoires et les vitesses de rotation incidentes de la balle, du moment que la surface d'impact peut être considérée infiniment rigide comparée à la balle. Nous avons montré que la vitesse de rotation de la balle est limitée par le roulement. En dehors de ce régime, elle glisse car la force de friction n'est plus suffisante.

Cependant, sur une surface molle, les propriétés du contact changent grandement. Nous l'avons vu dans l'étude précédente où l'élasticité de la surface doit être prise en compte, à l'image d'un ressort. Comment la surface va-t-elle se comporter lorsque la balle arrive avec une vitesse tangentielle et crée donc une grande force de cisaillement ? Va-t-elle amortir et ainsi réduire la quantité de rotation de la balle ? Est-ce que, au contraire, la balle emmagasine de l'énergie tangentiellement et la restitue davantage dans la rotation, semblable à un ressort ?

Les études montrent qu'une balle peut aller au-delà du roulement lorsque de l'énergie est emmagasinée dans la surface [69, 70] et même que la balle peut rebondir avec une restitution normale supérieure à 1 [79]. Plusieurs modèles tentent d'expliquer ce surplus de rotation [72, 77, 80, 81] mais ils sont souvent appliqués à un type de balle et/ou de surface, non représentatifs du tennis de table.

Dans notre cas, nous étudions le rebond d'une balle en polymère vitreux ABS sur plusieurs surfaces molles, où les deux corps se déforment réversiblement. Il est donc intéressant de voir les vitesses de rotation accessibles en sortie d'impact. Nous allons donc d'abord comparer un substrat de mousse et de silicone, puis rapidement des substrats à picots et donc à géométrie différente. Nous allons essayer de développer un modèle mécanique permettant de rendre compte des observations, en comparant toujours les mesures au cas bien connu du roulement de la balle.

2.A. Premières observations

Afin de se donner une idée de la tendance des vitesses de rotation mises en jeu sur nos substrats mous, nous allons effectuer quelques essais exploratoires.

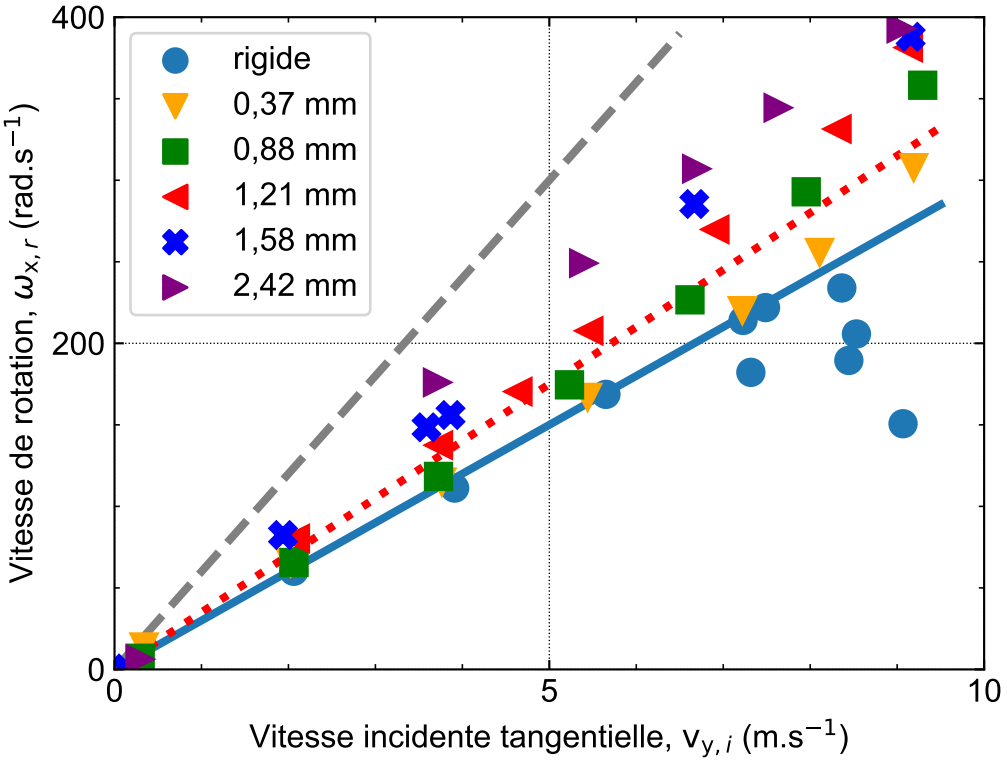

FIGURE IV.9 – Vitesse de rotation de la balle $\omega_{x,r}$, en fonction de sa vitesse tangentielle initiale $v_{y,i}$, acquise lors d'un rebond en incidence oblique sans rotation initiale, sur une surface molle de mousse plus ou moins épaisse [$v_i = (10,2 \pm 0,8)$ m.s^{-1}, $\theta_i = 0$–$60°$]. Une borne inférieure de cette rotation (ligne pleine bleue) correspond au roulement sur surface rigide. La limite supérieure (ligne grise pointillée) correspond au cas théorique où la vitesse du point de contact est renvoyée dans la direction opposée, comme sur un ressort.

Sur la Figure IV.9, nous traçons les vitesses de rotation mesurées sur différentes épaisseurs de mousses de raquette. Il faut noter que les deux épaisseurs les plus élevées sont l'empilement de deux couches plus fines et ne sont qu'indicatives ; nous n'en tiendrons pas compte par la suite. La vitesse angulaire de la balle après un rebond sur une mousse est toujours supérieure à celle sur une surface rigide (en bleu). Le roulement de la balle correspond maintenant à une borne inférieure. De l'énergie est donc bien restituée tangentiellement.

De la même façon, nous pouvons essayer de déterminer une borne supérieure. Dans la configuration actuelle, le coefficient de restitution de la vitesse au point de contact P s'écrit :

$$\Sigma = \frac{\mathrm{v}_{\mathrm{y},r} - R\omega_{\mathrm{x},r}}{\mathrm{v}_{\mathrm{y},i}} \in [-1,1]. \tag{IV.2}$$

La vitesse de rotation maximale de la balle est atteinte lorsque le point de contact de la balle rebondit avec une vitesse opposée en norme à sa vitesse incidente. Autrement dit, la balle arrive sur un ressort et récupère toute son énergie dans une direction parallèle à la surface. Ce cas-là correspond à $\Sigma = -1$. Par ailleurs, selon les équations de la dynamique, la force de friction joue un rôle double en ralentissant la balle tout en lui conférant une rotation. Cela nous permet d'établir la relation $R\omega_{\mathrm{x},r} = -\frac{3}{2}(\mathrm{v}_{\mathrm{y},r} - \mathrm{v}_{\mathrm{y},i})$ d'après l'équation (III.31). Il vient finalement que la vitesse de rotation maximale $\omega^m_{\mathrm{x},r}$ est :

$$R\,\omega^m_{\mathrm{x},r} = \frac{6}{5}\mathrm{v}_{\mathrm{y},i}. \tag{IV.3}$$

Cette relation est tracée sur la Figure IV.9 par des traits pointillés gris. Sur les mousses les plus épaisses, la balle est plus proche de cette rotation limite maximale que de la rotation observée sur une surface rigide. Le substrat en mousse est donc très important dans la mise en rotation de la balle. Pour une épaisseur donnée, il est compliqué de voir une tendance nette, l'évolution de la vitesse de rotation n'est pas complètement linéaire (ligne en pointillés). On rappelle que les essais sont effectués à vitesse totale v_i constante et que l'angle de la surface α varie. En augmentant α, la composante tangentielle de la vitesse augmente également, mais la composante normale baisse, ce qui rend l'analyse compliquée. Sur une surface rigide, cela importe peu, puisque la rotation de la balle est majoritairement imposée par le roulement, où la composante normale n'entre pas en jeu (d'où la droite bleue). Sur une surface déformable, on peut supposer que les deux composantes de la vitesse de la balle vont jouer un rôle dans sa mise en rotation. D'une part, une vitesse normale élevée signifie un enfoncement plus important dans l'épaisseur du substrat. D'autre part, une vitesse tangentielle élevée favorise le cisaillement du substrat.

Cette non-linéarité nous pousse à considérer un modèle où la surface se déplace tangentiellement et restitue la rotation à la manière d'un ressort. De plus, en faisant cela, nous rejoignons les observations précédemment faites en incidence normale (Figure IV.4). En effet, nous avons vu que sur du silicone, une élasticité tangentielle peut expliquer la déformation symétrique de la coque.

2.B. Modèle de rebond sur une surface déformable

Essayons de proposer un modèle qui prend en compte la déformation du substrat. À la manière de ce que propose Cross [80], nous pouvons modéliser la surface molle comme un chariot pouvant se translater tangentiellement. Ainsi, lorsque la balle arrive dessus, elle l'emporte dans son mouvement tangentiel, comme illustré sur la Figure IV.10.

Écrivons donc les équations du mouvement de ce chariot. Pour être clair, nous noterons $\vec{\mathrm{v}}$ et $\vec{\omega}$ respectivement les vitesses linéaires et angulaires de la balle, et Y le déplacement du chariot, qui est limité à une translation simple selon $\vec{\mathrm{y}}$. Nous noterons m_c sa masse. Ainsi, il est mis en mouvement par la balle arrivant à la vitesse $\vec{\mathrm{v}}_i$ formant un angle θ_i avec la normale au chariot (d'axe $-\vec{\mathrm{z}}$). Nous considérons que la balle exerce une force de friction $\vec{F}^{\mathrm{B}}$ dans le plan de la surface, sur le chariot.

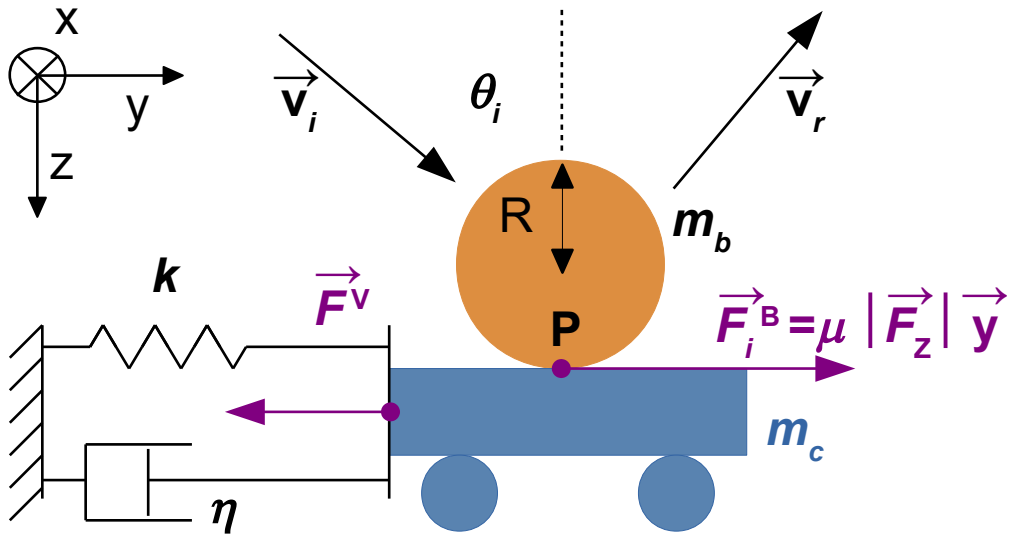

FIGURE IV.10 – Schéma du modèle considéré pour le rebond en incidence oblique de la balle sur une surface molle. La balle de masse m_b arrive à la vitesse v_i sur un chariot de masse m_c. Elle exerce une force $\vec{F}^B$ sur le chariot, qui est freiné par une force de rappel $\vec{F}^V$, due au caractère viscoélastique de la surface.

2.B.1. Première phase où la balle glisse

Dans cette phase notée 1, la balle arrive sur le chariot et commence à glisser, ce qui freine sa vitesse tangentielle, tout en emportant le chariot. D'après le modèle précédent, tant que la balle glisse, de la friction solide s'applique au point de contact. Cette force constante est opposée à la force qui s'exerce sur le chariot, laquelle s'écrit :

$$\vec{F}_1^B = \mu\,|F_z|\,\vec{y}, \tag{IV.4}$$

où μ représente le coefficient de friction entre la balle et la surface et $\vec{F}_z$ est la force normale de la surface sur la balle. De la même manière que dans le chapitre précédent, en considérant la dynamique de la balle le long de la normale au substrat, en notant $v_{z,i}$ la vitesse incidente de la balle selon cette normale, on a, à tout moment :

$$\vec{F}_z = -\frac{m\,(1+\varepsilon_z)}{\tau}\,\vec{v}_{z,i}. \tag{IV.5}$$

Cette force normale est considérée constante et dépend du temps de contact ($\tau \approx 0,6$ ms) et du coefficient de restitution de la vitesse linéaire normale ($\varepsilon_z \approx 0,9$ dans le cas d'une surface en verre). En première approche nous considérerons ce coefficient égal à l'unité.

Avec l'application de cette force $\vec{F}^B$, le chariot va avancer avec la balle selon $\vec{y}$, et une force de rappel viscoélastique $\vec{F}^V$ représentée par un ressort de rigidité k en parallèle avec un amortisseur de viscosité η va freiner l'ensemble. Nous pouvons écrire, en notant Y_1 le déplacement du chariot selon $\vec{y}$,

$$F^V = k\,Y_1 + \eta\,\dot{Y}_1 \tag{IV.6}$$

où le point suscrit $\dot{}$ représente la dérivée par rapport au temps t. Selon le principe fondamental de la dynamique, le mouvement Y_1 du chariot selon $\vec{y}$ est décrit par l'équation différentielle :

$$\ddot{Y}_1 + 2\Lambda\,\dot{Y}_1 + \Omega_0^2\,Y_1 = \frac{\mu\,F_z}{m_c}, \tag{IV.7}$$

où m_c représente la masse du chariot, $2\Lambda = \eta/m_c$ et $\Omega_0^2 = k/m_c$. Cette équation différentielle linéaire du second ordre peut être résolue, et dans le cas où l'amortissement est faible ($\Lambda < \Omega_0$), nous avons une solution analytique de la forme :

$$Y_1(t) = \frac{\mu F_z}{m_c \Omega_0^2}\left[1 + \sqrt{1 + \left(\frac{\Lambda}{\Omega_1}\right)^2}\cos(\Omega_1 t + \phi)\, e^{-\Lambda t}\right] \tag{IV.8}$$

où $\Omega_1 = \sqrt{\Lambda^2 - \Omega_0^2}$ et $\phi = \arccos\left(-1/\sqrt{1 + \left(\frac{\Lambda}{\Omega_1}\right)^2}\right)$.

En effet, sur ces temps d'impact très courts (de l'ordre de 0,6 ms), la surface se comportera principalement comme un solide élastique, et on peut justement considérer un faible amortissement. Comme attendu, le déplacement du chariot est sinusoïdal amorti et va tendre vers 0 pour des temps élevés. Le déplacement dans cette première phase est tracé sur la Figure IV.11. Pour arriver à ce mouvement du chariot, nous considérons que la force de friction $\mu|F_z|$ de la balle sur le chariot est constante pour une vitesse normale donnée. Cross a lui étudié le problème en considérant une force évoluant sinusoïdalement avec le temps, cependant sans considérer d'élément visqueux dans le mouvement du chariot [80].

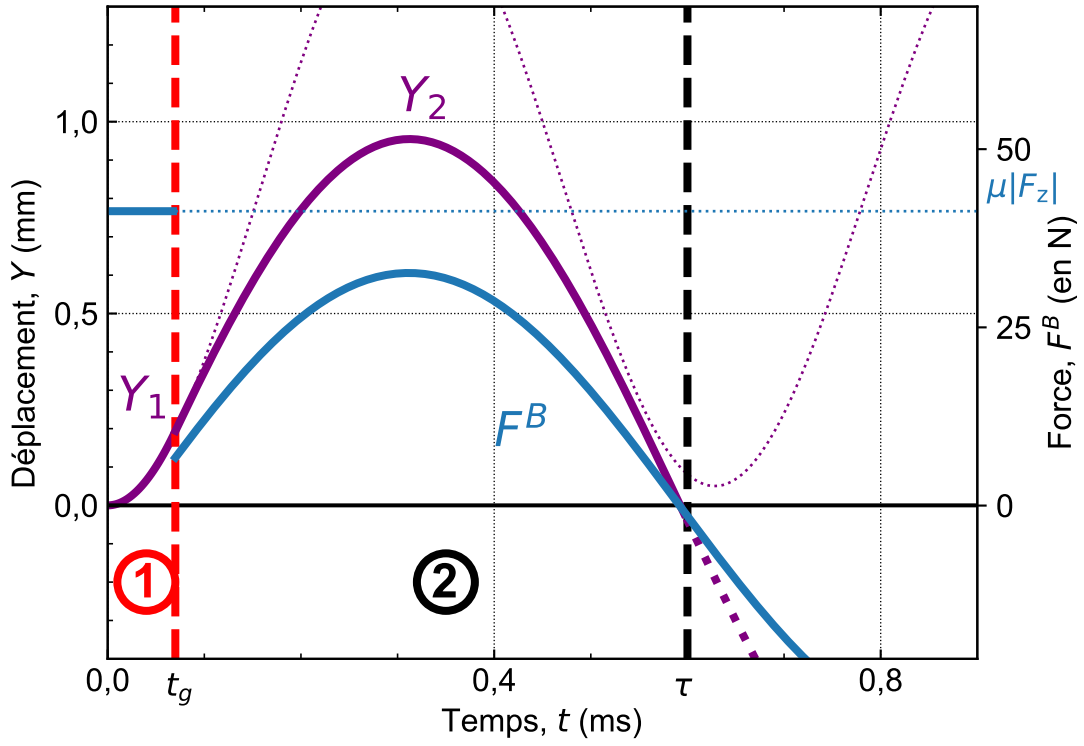

FIGURE IV.11 – Profils de déplacement du chariot Y en fonction du temps, mis en mouvement par la force de friction de la balle F^B ($v_i = 10$ m.s^{-1}, $\theta_i = 55°$, $k = 50$ kN.m^{-1}, $m_c = 0,5$ g, $\eta = 0,1$ kg.s^{-1}, $\mu = 0,8$). La ligne verticale rouge représente la limite entre la première phase où la balle glisse et la seconde phase où elle atteint le roulement et où la force de friction baisse à une valeur permettant de garantir la condition de roulement sur le chariot. La balle quitte la surface au temps τ.

Dans ce cas, où la balle ne fait que glisser, le mouvement du chariot ne va pas modifier la cinétique de la balle. La seule force agissant sur elle est la force de friction avec la surface, qui est imposée par la force normale de l'équation (IV.5) considérée constante. La vitesse de rotation $\omega_{x,r}$ et la vitesse linéaire $v_{y,r}$ de la balle, dans le cas où elle glisse encore en quittant la surface, ne sont déterminées que par

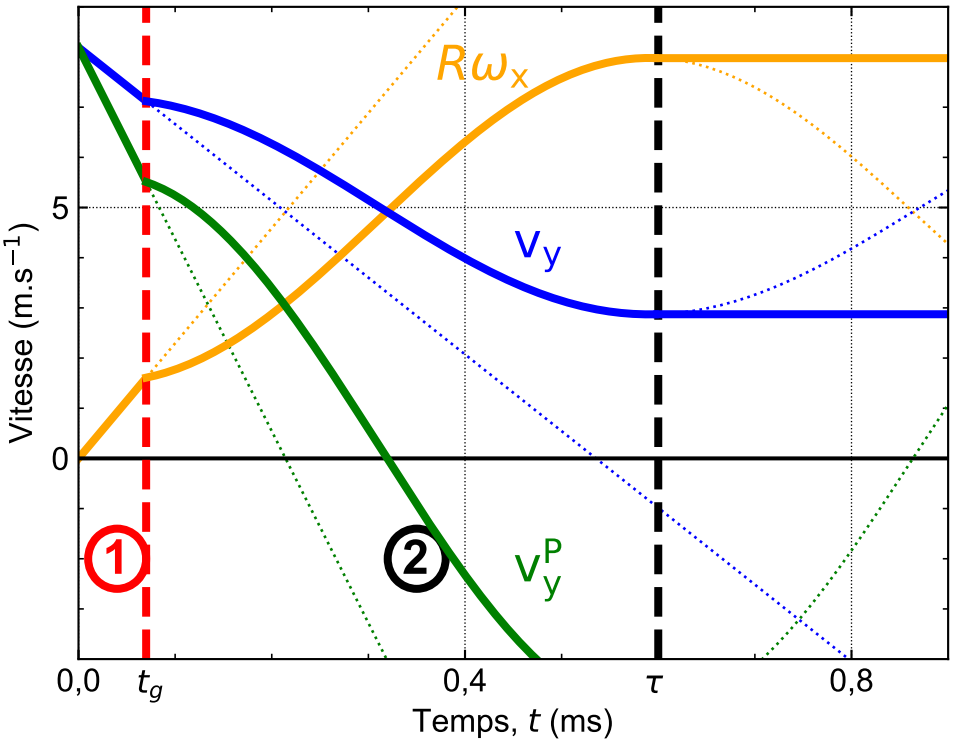

FIGURE IV.12 – Profils des vitesses théoriques de la balle en fonction du temps, lorsqu'elle rebondit sur une surface modélisée par un chariot pouvant translater ($v_i = 10$ m.s^{-1}, $\theta_i = 55°$, $k = 50$ kN.m^{-1}, $m_c = 0,5$ g, $\eta = 0,1$ kg.s^{-1}, $\mu = 0,8$). La ligne verticale rouge représente la limite entre la première phase où la balle glisse et la seconde phase où elle roule puisque v_y^P a atteint la vitesse du chariot. La balle quitte la surface au temps τ avec une vitesse de rotation plus élevée que sur une surface rigide.

le coefficient de friction μ et le coefficient de restitution ε_z, de la même manière que ce que l'on a vu dans le chapitre précédent (III.2.B.3.). Nous pouvons écrire, en considérant que la force de friction est constante et orientée uniquement selon $\vec{y}$, à tout instant t où la balle glisse,

$$\begin{cases} \omega_{x,1}(t) &= \omega_{x,i} + \frac{3(1+\varepsilon_z)}{2R}\,\mu\, v_{z,i}\,\frac{t}{\tau} \\ v_{y,1}(t) &= v_{y,i} + (1+\varepsilon_z)\,\mu\, v_{z,i}\,\frac{t}{\tau}. \end{cases} \tag{IV.9}$$

Ces profils de vitesse sont tracés dans la phase 1 de la Figure IV.12. Considérer que la balle est dans un mode de glissement pur ne nous permet pas d'expliquer une rotation supplémentaire de la balle. Regardons le cas plus intéressant où elle va entrer dans un mode de roulement sans glissement, par rapport à la surface, et donc suivre la cinématique du chariot.

2.B.2. Seconde phase où la balle roule

Supposons maintenant que la balle entre dans un mode de roulement sans glissement par rapport au substrat souple pendant son rebond, dite phase 2. En effet, on peut penser que la friction avec le substrat est maintenant bien plus élevée par rapport à une surface rigide en verre, et donc que la balle va toujours atteindre les conditions de roulement. On rappelle que la balle roule si sa vitesse au point de contact v_y^P baisse assez (avec la friction) et devient nulle par rapport à la surface. Dans notre modèle, la balle rebondissant sur un chariot ayant une vitesse $\dot{Y}$, la condition de roulement à vérifier s'écrit :

$$v_{y,2}^P(t) = v_{y,2}(t) - R\,\omega_{x,2}(t) = \dot{Y}_2. \tag{IV.10}$$

Par continuité de la vitesse entre la phase où la balle glisse et la phase où elle roule, l'équation (IV.10) est également vraie à la fin de la première phase de glissement, et on peut définir un temps de roulement, noté t_g tel que $\mathrm{v}_{\mathrm{y},1}(t_g) - R\,\omega_{\mathrm{x},1}(t_g) = \dot{Y}_1$. Ce temps t_g doit être inférieur à $\tau \approx 0,6$ ms pour que la balle quitte effectivement la surface en roulant.

Dans cette seconde phase du rebond, où la balle roule, la force de friction s'annule, comme nous l'avons vu dans l'étude sur une surface rigide. En considérant le modèle avec un chariot pour une surface molle, si $\vec{F}_2^{\mathrm{B}}$ chute à 0, le chariot va partir selon $-\vec{\mathrm{y}}$ puisque seule la force de rappel $\vec{F}^{\mathrm{V}}$ va agir dessus, et donc la balle va se remettre à glisser. Au moment d'entamer son roulement, la norme de la force de réaction entre le support et la balle, $\vec{F}_2^{\mathrm{B}}$, chute à une valeur comprise entre 0 et μF_{z} (Figure IV.11), de façon à ce que la condition de roulement sans glissement (IV.10) reste satisfaite. Nous pouvons réécrire l'équation du mouvement du chariot Y_2 lorsque la balle roule, par :

$$\ddot{Y}_2 = \frac{F_2^{\mathrm{B}}}{m_c} - 2\Lambda\,\dot{Y}_2 - \Omega_0^2\,Y_2. \tag{IV.11}$$

Ici, F_2^{B} dépend du temps. Essayons de remonter à une valeur de cette force en considérant la cinématique de la balle. Les équations de la dynamique (équations (III.29) et (III.30)) appliquées à la balle selon l'axe $\vec{\mathrm{y}}$ nous donnent une relation entre la variation de vitesses tangentielles et angulaires selon $R\,\Delta\omega_{\mathrm{x},2}(t) = -\frac{3}{2}\,\Delta\mathrm{v}_{\mathrm{y},2}(t)$. En les combinant avec la condition de roulement que la balle doit toujours vérifier (IV.10),

$$\mathrm{v}_{\mathrm{y},2}^{\mathrm{P}}(t) = \frac{5}{2}\,\mathrm{v}_{\mathrm{y},2}(t) - \frac{3}{2}\,\mathrm{v}_{\mathrm{y},2}(t_g) - R\,\omega_{\mathrm{x},2}(t_g) = \dot{Y}_2, \tag{IV.12}$$

t_g étant le temps initial de mise en roulement. Après dérivation dans le temps, en sachant de plus que $m\,\dot{\mathrm{v}}_{\mathrm{y},2} = F^{\mathrm{C}\to\mathrm{B}}$, il vient

$$F^{\mathrm{C}\to\mathrm{B}} = -F_2^{\mathrm{B}} = \frac{2\,m}{5}\,\ddot{Y}_2. \tag{IV.13}$$

En combinant (IV.11) et (IV.13) nous en arrivons à l'équation décrivant la cinématique du chariot lorsque la balle roule dessus,

$$\ddot{Y}_2 + 2\Lambda_2\,\dot{Y}_2 + (\Omega_2)^2\,Y_2 = 0, \tag{IV.14}$$

où $2\Lambda_2 = \eta/m^*$, $(\Omega_2)^2 = k/m^*$ et $m^* = m_c + \frac{2}{5}m$. C'est une équation différentielle du second degré sans second membre qui traduit finalement le mouvement d'un ensemble chariot – balle de masse équivalente m^*, seulement retenu par un ressort et un amortisseur en parallèles. Nous nous attendons donc à une solution de la même forme que lors de la première phase de glissement, une sinusoïde amortie. Un aperçu de Y_2 dans cette deuxième phase est donné sur la Figure IV.11, où l'on voit bien la dépendance temporelle non nulle de F_2^{B}.

Connaissant la force de friction entre la balle et le chariot, nous pouvons aussi remonter à la cinématique de la balle d'après l'équation (IV.12), dans la phase où elle roule,

$$\begin{cases} R\,\omega_{\mathrm{x},2}(t) &= -\frac{3}{5}\,\dot{Y}_2 + A \\ \mathrm{v}_{\mathrm{y},2}(t) &= \frac{2}{5}\,\dot{Y}_2 + A. \end{cases} \tag{IV.15}$$

où A est une constante et vaut $A = \frac{3}{5}\,\mathrm{v}_{\mathrm{y},2}(t_g) + \frac{2}{5}\,R\,\omega_{\mathrm{x},2}(t_g)$. Il est donc bien visible que la balle quitte la surface avec une vitesse de rotation $\omega_{\mathrm{x},r} = \omega_{\mathrm{x},2}(\tau)$ et une vitesse linéaire $\mathrm{v}_{\mathrm{y},r} = \mathrm{v}_{\mathrm{y},2}(\tau)$ qui dépendent de la vitesse du chariot $\dot{Y}$. Si le chariot est dans sa phase de retour élastique de son mouvement sinusoïdal au temps τ (Figure IV.11), c'est à dire avec une vitesse selon $-\vec{\mathrm{y}}$, la vitesse de rotation de la balle sera plus élevée que celle obtenue sur surface rigide (Figure IV.12). Il faut noter que nous sommes dans un cas simplifié où la force normale de la balle reste constante pendant l'ensemble du temps de contact.

La balle peut recommencer à glisser si la force F_2^B dépasse le seuil de friction initiale μF_z. Cependant, cette situation semble se produire rarement, car la valeur μF_z est significative.

Ce modèle mécanique permet donc de rendre compte d'une énergie stockée tangentiellement dans la surface molle et restituée dans la rotation de la balle. Il y a une corrélation entre la cinématique de la balle et celle du substrat. Dans l'équation (IV.15), on arrive au résultat que la vitesse de rotation de la balle évolue linéairement avec la vitesse du chariot, et donc dépend à la fois des vitesses tangentielles et normales incidentes de la balle. Nous allons maintenant voir si ce modèle décrit bien le rebond.

2.C. Rotation sur un substrat de silicone

Commençons par présenter les résultats de mise en rotation de la balle sur des substrats en silicone. Nous savons déjà que la balle tourne plus que ce qui est imposé par la condition de roulement sans glissement, d'après les premières observations de la partie 2.A. L'objectif est de confronter les résultats expérimentaux au modèle mécanique présenté en partie 2.B., pour essayer de mieux comprendre le rôle de cette couche dans l'effet donné à la balle.

Ce substrat est pertinent pour commencer la comparaison avec le modèle. En effet, ce dernier considère une élasticité tangentielle de la surface, représentée par un ressort, pour expliquer la vitesse de rotation élevée. Le silicone, étant un caoutchouc au comportement hyperélastique quasi-parfait à température ambiante, on peut penser qu'il se déplace effectivement selon sa surface. D'ailleurs, nous l'avons confirmé lors des expériences en incidence normale (partie 1.A.). En outre, ce matériau peut être assimilé au revêtement extérieur des raquettes, directement en contact avec la balle.

Nous allons donc commencer par présenter l'analyse d'une première couche de $1,78$ mm d'épaisseur avant de généraliser les résultats sur les autres couches plus fines. Tout le protocole ayant permis l'élaboration des substrats est montré dans le chapitre I.1.A.4.

2.C.1. Rapprochement avec le modèle

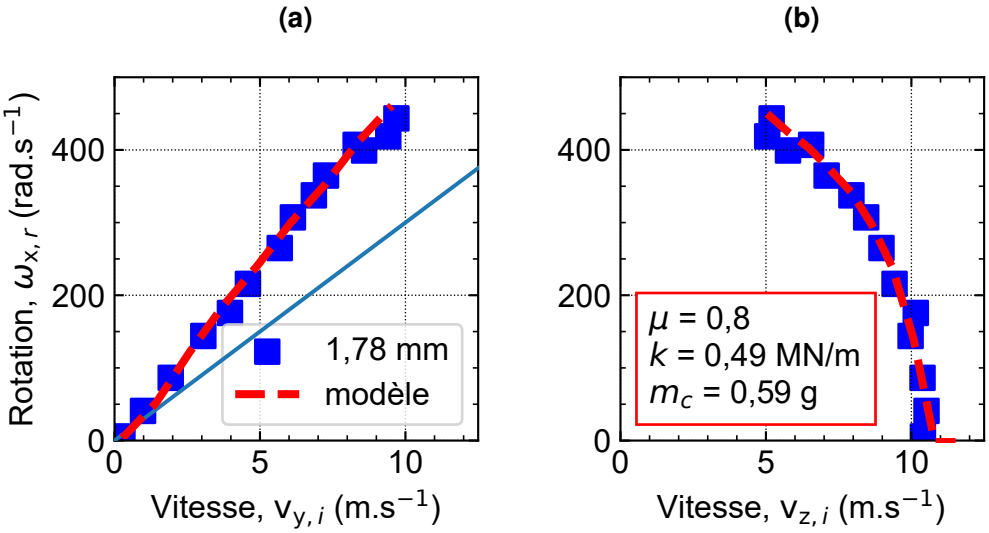

FIGURE IV.13 – Vitesse de rotation de la balle après rebond, $\omega_{x,r}$, en fonction de **(a)** sa vitesse tangentielle, $v_{y,i}$, et **(b)** sa vitesse normale incidente, $v_{z,i}$. La balle arrive sans rotation initiale sur une surface déformable en silicone de $1,78$ mm d'épaisseur $[v_i = (10,2 \pm 0,8)$ m.s^{-1}, $\theta_i = 0$–$60°]$. La rotation théorique donnée par le modèle mécanique de la partie 2.B. est représentée par une ligne rouge en pointillés.

La Figure IV.13 montre l'évolution de la vitesse de rotation de la balle après son impact sur une couche de silicone de $e_s = 1,78$ mm d'épaisseur. Lorsque l'on trace cette valeur en fonction de la vitesse tangentielle incidente, $v_{y,i}$, on remarque bien le même comportement que sur les mousses (Figure IV.13a). La vitesse $\omega_{x,r}$ se situe au-delà du roulement.

Nous avons interpolé ces valeurs expérimentales avec notre modèle théorique de rebond sur surface molle, dont la vitesse de rotation de la balle est donnée par l'équation (IV.15). Nous utilisons la valeur déterminée au temps de fin de contact, $\tau = 0,6$ ms. Ce modèle a 5 paramètres ajustables, dont 2 ont été fixés : le coefficient de restitution normal $\varepsilon_z = 1$ et la viscosité $\eta = 0$ kg.s^{-1} (nous négligeons donc la dissipation visqueuse de la surface, étant donné le temps de contact très bref). La meilleure interpolation par la méthode des moindres carrés est tracée sur la Figure IV.13 par des lignes rouges en pointillés, et correspond à des paramètres de $\mu = 0,8$, $k = 4,9 \times 10^4$ N.m^{-1} et $m_c = 0,59$ g. Les valeurs expérimentales collent très bien à ce modèle de rebond. Il rend compte d'une friction apparente entre la couche de silicone et la balle de tennis de table de $0,8$. Comme on peut s'y attendre, cette valeur est plus élevée que sur du verre rigide. Il est plus difficile d'interpréter des informations quantitatives sur m_c, qui, selon le modèle, se rapproche de la masse de silicone déplacée lors de l'impact. Pour k, la rigidité tangentielle de la surface, nous pouvons la relier directement au module d'élasticité du matériau. Si l'on considère que la balle s'écrase d'une surface S sur le silicone, et qu'elle cisaille la couche avec une force équivalente à celle d'un ressort linéaire de rigidité k, le module de cisaillement de la couche peut s'écrire en première approximation :

$$G \approx \frac{k\, e_s}{S}. \tag{IV.16}$$

En considérant que cette surface S est un disque de diamètre $D \approx 10$ mm (Figure IV.3b), on obtient $G \approx 1$ MPa. Si l'on considère que le silicone est isotrope et de coefficient de Poisson $\nu = 0,5$ (condition d'incompressibilité classique pour un silicone dense à l'état caoutchoutique), on remonte au module d'élasticité $E_s = 2\,(1+\nu)\,G \approx 3$ MPa. Cette valeur est compatible avec un élastomère non chargé. Ainsi, toutes les données d'interpolation de notre modèle sont cohérentes, et il semble fidèle pour décrire le comportement du silicone. Nous pouvons donc conclure que c'est effectivement le déplacement tangentiel du silicone qui est responsable des vitesses de rotation élevées mesurées. Il faut cependant garder en tête que, même si des simplifications ont été faites dans ce modèle, il reste une fonction complexe reliant deux phases pour le comportement de la balle. L'interpolation effectuée implique plusieurs paramètres ajustables qui ne doivent pas être considérés comme absolus. Cependant, ces propriétés seront très appropriées pour comparer le comportement des différentes épaisseurs de substrat entre elles.

En regardant de plus près les tendances de $\omega_{x,r}$ avec la vitesse normale et tangentielle de la Figure IV.13, il est difficile d'en dire grand-chose. La tendance semble linéaire avec $v_{y,i}$ et en demi-cercle avec $v_{z,i}$, comme observé sur une surface rigide. Nous imposons dans ces essais la vitesse totale v_i et ne faisons varier seulement l'angle θ_i. Il vient que $v_{z,i} = v_i \cos\big(\arcsin\big(v_{y,i}/v_i\big)\big)$, et en augmentant $v_{z,i}$, nous diminuons la composante $v_{y,i}$. Cette représentation est limitée pour distinguer plus précisément l'effet de chacune des deux projections de la vitesse, sur le comportement de la surface à l'impact de la balle (les variations de la courbe). Par exemple, il est difficile de déterminer si le substrat s'écrase.

2.C.2. Comparaison des épaisseurs de silicone

Nous avons effectué la même interpolation de notre modèle sur les données expérimentales de chaque substrat de silicone. Les valeurs des paramètres renvoyés sont regroupées dans le Tableau IV.1. Nous rappelons que nous négligeons la dissipation visqueuse dans le substrat ($\eta = 0$) ainsi que les pertes de vitesse normale de la balle ($\varepsilon_z = 1$), ce qui va déterminer la force normale et donc la force de friction dans notre modèle théorique. Aussi, le coefficient de friction ayant été estimé à $\mu = 0,8$ sur la couche de silicone de $1,78$ mm d'épaisseur, nous considérerons de manière simpliste un frottement égal, ce qui réduit les paramètres d'ajustement.

Épaisseur substrat e_s (mm)	Constante de rigidité k ($\times 10^4$ N.m^{-1})	Masse du chariot m_c (g)	Viscosité η (kg.s^{-1})	Friction μ
1,78	4,9	0,59	0	0,8
1,25	6,0	0,55	0	0,8
0,96	7,2	0,60	0	0,8
0,50	8,5	0,60	0	0,8

TABLEAU IV.1 – Paramètres du modèle théorique de rebond sur surface molle déterminés pour chaque substrat de silicone, résultants de l'interpolation des données expérimentales de $\omega_{x,r}$, comme montré sur la Figure IV.13. La viscosité du substrat est négligée et la friction est fixée en fonction de ce qui a été déterminé sur le substrat de 1,78 mm.

Nous traçons sur la Figure IV.14, l'évolution du coefficient de restitution au point de contact, Σ, des différentes couches de silicone, en fonction de la vitesse incidente de la balle. Nous avons vu dans la partie 2.A. que ce coefficient traduit la mise en rotation de la balle, avec une valeur comprise entre 1 (minimum de rotation, glissement parfait) et -1 (maximum de rotation, restitution complète). Entre deux, le cas $\Sigma = 0$ correspond au roulement. Ce coefficient est donc particulièrement intéressant pour comprendre ce qu'il se passe au contact et donc voir des tendances plus marquées. Les interpolations des données de la couche la plus fine et la plus épaisse, par notre modèle théorique, sont tracées par des traits pointillés noirs.

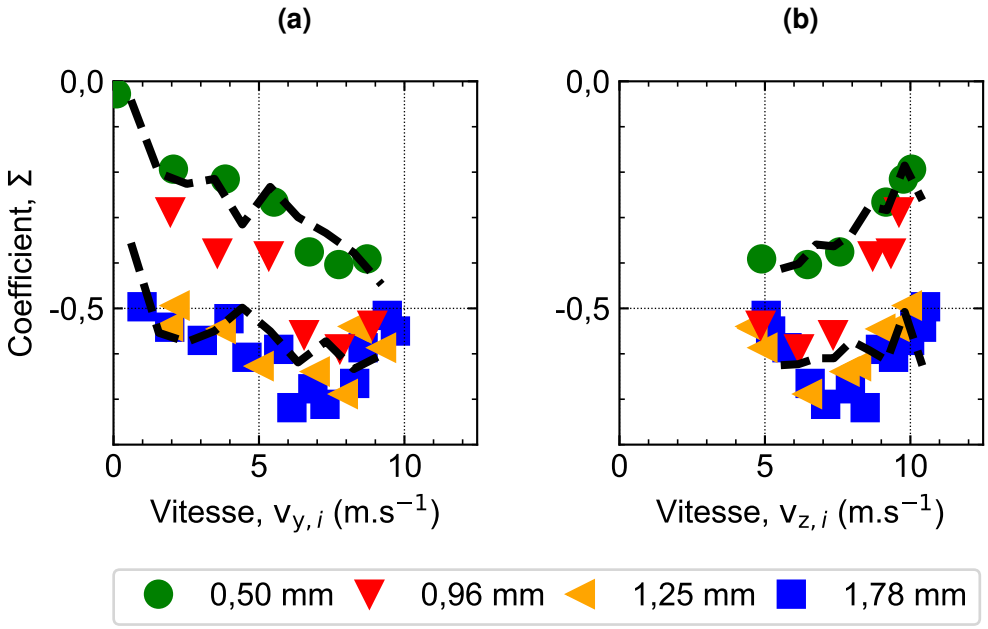

FIGURE IV.14 – Coefficient de restitution de la vitesse du point de contact de la balle, Σ, avec différents substrats de silicone en fonction de **(a)** la vitesse incidente tangentielle $v_{y,i}$ et **(b)** la vitesse incidente normale $v_{z,i}$ de la balle. Les lignes noires sont les prédictions du modèle mécanique développé dans la partie 2.B. pour la couche la plus fine et la couche la plus épaisse [$v_i = (10,2 \pm 0,8)$ m.s^{-1}, $\theta_i = 0$–$60°$].

L'observation des courbes laisse à penser que l'interpolation des données expérimentales de $\omega_{x,r}$ coïncide bien avec le coefficient Σ, et cela avec tous les substrats (même les interpolations non affichées). À noter que la courbe apparaît bruitée puisque Σ est à la fois sensible à $\omega_{x,r}$ et $v_{y,r}$. Parmi tous les paramètres d'ajustement du modèle, seule la constante de rigidité k varie de façon notable d'une couche à une autre. C'est bien cette propriété qui va déterminer toute la rotation donnée à la balle. On remarque que k est inversement proportionnelle à l'épaisseur e_s, comme le prédit l'équation (IV.16).

Une surface épaisse montre une rigidité plus faible et va pouvoir s'étirer sur une distance plus importante dans le plan de la surface et ainsi restituer plus de rotation à la balle lors du retour élastique. Cependant, l'effet de k est limité sur la vitesse de rotation. En effet, pour une épaisseur de substrat très grande, k va tendre vers 0, mais on peut penser que la vitesse de rotation va alors baisser. C'est ce que l'on observe sur la Figure IV.14, où les deux couches les plus épaisses présentent des valeurs similaires. Nous atteignons une limite dans la restitution tangentielle. Si l'on regarde le profil de vitesse du chariot, pour les paramètres de la couche de $1{,}78$ mm (plus ou moins le profil de la Figure IV.11), on se rend compte que le chariot est revenu à sa position initiale au temps τ, et donc atteint son maximum de vitesse. On peut penser que si on fait un essai sur une couche de silicone plus épaisse, on n'augmente pas plus la rotation de la balle, voire on la diminue si l'on suit la logique du chariot. Cela sera intéressant à vérifier plus tard.

À présent, nous allons essayer de comprendre l'influence des vitesses tangentielle et normale sur l'évolution de la vitesse de rotation. Comme mentionné précédemment, la vitesse de la balle v_i reste constante lors de ces essais. En modifiant l'inclinaison de la surface, nous modifions à la fois la valeur de $\mathrm{v}_{\mathrm{y},i}$ et $\mathrm{v}_{\mathrm{z},i}$ dans des sens opposés, ce qui rend difficile l'analyse. Cependant, nous pouvons néanmoins essayer de dégager certaines tendances. Sur la Figure IV.14a, nous remarquons qu'aux basses vitesses tangentielles, où la vitesse normale est élevée mais évolue peu (incidence proche de la normale au substrat), il y a clairement une forte baisse du coefficient Σ. Cela nous pousse à dire que la vitesse tangentielle a un rôle d'autant plus important dans la restitution en vitesse du point de contact (Σ tend vers -1). Un fort cisaillement augmente plus que linéairement la vitesse de rotation donnée à la balle. Pour la vitesse normale, il est plus compliqué d'en dire quelque chose puisque ce que nous observons sur la Figure IV.14b, peut être influencé par la contribution de $\mathrm{v}_{\mathrm{y},i}$. Mais il semble tout de même qu'elle participe, cette fois, à réduire la vitesse de rotation de la balle. En utilisant une analogie avec le modèle mécanique, cette observation peut être attribuée à une force de friction accrue qui réduit la durée du glissement initial de la balle (moment pendant lequel la force de friction F_1^b est en action), entraînant ainsi une diminution générale du cisaillement du substrat. Il faut cependant faire attention à cette constatation puisque, comme mentionné précédemment, une force de friction plus élevée favorise également le cisaillement du chariot. Ainsi, les deux projections de la vitesse contribuent à une évolution de Σ dans des sens opposés, et les variations observées sur la Figure IV.14 présentent une forte inclinaison.

Enfin, un dernier point qu'il faut noter, est la hausse des valeurs de Σ à une vitesse $\mathrm{v}_{\mathrm{y},i}$ élevée et $\mathrm{v}_{\mathrm{z},i}$ faible, pour les épaisseurs les plus élevées. Selon le modèle mécanique, nous observons justement qu'à un angle de $\theta_i = 60°$, la force normale est assez faible et la force de friction F_2^{B} dépasse $\mu\,|F_{\mathrm{z}}|$ lors de la phase d'avancement du chariot, ce qui expliquerait que la balle glisse. Dans ce cas, pourquoi est-ce que le substrat de $0{,}5$ mm ne présente pas ce phénomène de glissement ? Ce dernier point interroge, il est en effet attrayant d'expliquer cette chute par le glissement. Plus de données sont nécessaires pour le valider, ce que nous n'avons pu réaliser dans cette thèse par manque de temps.

2.C.3. Simulation numérique

Pour compléter ces observations expérimentales, nous avons réalisé quelques simulations du rebond oblique de la balle sur une surface déformable. L'objectif est d'évaluer si, de manière qualitative, la modélisation numérique parvient à rendre compte d'une vitesse de rotation augmentée sur un substrat déformable épais, ce qui va dans le sens d'une déformation tangentielle le long de la surface et renforce ainsi nos conclusions.

Pour cela, nous allons conserver les propriétés de la balle données dans le chapitre 2.A.1. et nous allons affecter au substrat un comportement élastique linéaire simple avec des valeurs typiques d'un élastomère de silicone, pour les constantes élastiques. Le module d'Young est paramétré à $E = 5$ MPa,

le coefficient de Poisson à $\nu_s = 0,49$ (soit un comportement quasi-incompressible) et la densité du matériau à $\rho_s = 1\,200$ kg.m^{-3}. Nous fixons également le coefficient de friction à $0,8$ comme celui déterminé dans la partie 2.C.1. Afin de comparer la contribution de la vitesse tangentielle et normale sur la rotation de la balle, nous allons fixer l'angle d'incidence de la balle à 45° et nous ferons varier la vitesse incidente de la balle v_i entre 1 et 10 m.s^{-1}.

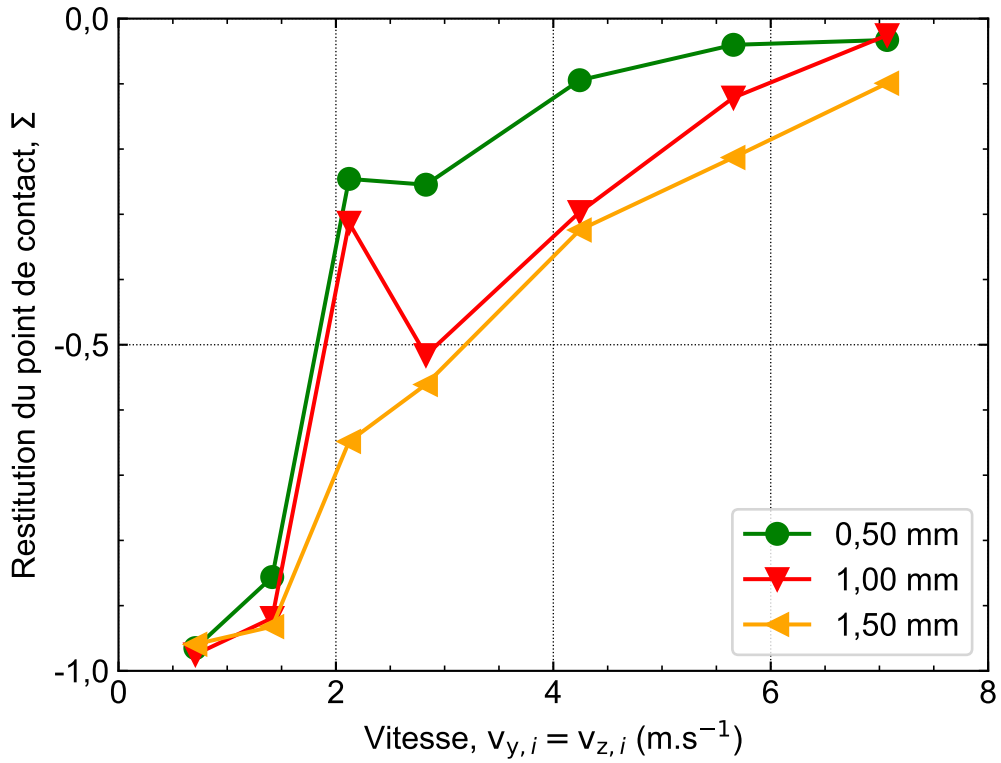

FIGURE IV.15 – Coefficient de restitution de la vitesse du point de contact de la balle, Σ, déterminé à partir de la modélisation numérique du rebond sur différents substrats de silicone inclinés à $\alpha = 45°$. La même tendance vers une grande restitution en vitesse de rotation en fonction de l'épaisseur du substrat est observée.

Nous affichons les valeurs simulées du coefficient de restitution de la vitesse au point de contact, Σ, pour trois épaisseurs de silicone, sur la Figure IV.15. Les observations sont claires : les couches épaisses restituent bien plus de rotation et donc présentent une rigidité apparente plus faible. Tout semble cohérent avec les précédentes mesures expérimentales. De plus, il est important de noter que lorsque $v_{y,i}$ et $v_{z,i}$ augmentent de manière équivalente, c'est la composante normale qui influence principalement le comportement de la balle dans ces simulations. En effet, on approche du roulement à forte vitesse incidente. Ce comportement peut ne pas correspondre exactement à ce que l'on attend sur du silicone, mais les paramètres de la simulation numérique peuvent être ajustés ultérieurement afin de mieux refléter la réalité.

En conclusion, les résultats expérimentaux indiquent que le modèle mécanique convient parfaitement aux propriétés du silicone, confirmant que ce matériau se déforme élastiquement sous l'impact de la balle, générant ainsi toute la rotation supplémentaire observée. De plus, le modèle semble également rendre compte quantitativement des propriétés du matériau, telles qu'un coefficient de friction de $0,8$ et un module élastique de quelques MPa. Ce module élastique peut en réalité être assimilé à une constante de rigidité apparente du silicone, k, inversement proportionnelle à l'épaisseur du substrat, e_s. Une épaisseur élevée permet un cisaillement plus important en surface, ce qui entraîne une augmentation de la vitesse tangentielle élastique renvoyée à la balle et ainsi une rotation bien plus importante.

Cependant, il existe une limite à cette épaisseur au-delà de laquelle la rotation de la balle n'augmente plus ou peut même diminuer, suggérant que l'on a peut-être atteint un optimum à $e_s = 1,7$ mm. Enfin, l'analyse de la restitution de l'énergie au point de contact Σ montre que, dans le cas du silicone, la vitesse de rotation peut être encore davantage augmentée par $v_{y,i}$ et/ou partiellement réduite par $v_{z,i}$. Ces deux contributions semblent jouer un rôle opposé dans la mise en rotation de la balle, ce qui va dans le sens de notre modèle mécanique. Selon la simulation numérique, il semble que la composante normale ait une influence plus significative sur le rebond de la balle et qu'elle puisse annuler le cisaillement tangentiel de la balle à de fortes vitesses d'impact.

2.D. Rotation sur un substrat de mousse

Nous présentons dans cette partie les résultats de la vitesse de rotation additionnelle mesurée sur une deuxième série de substrats, des mousses solides de raquettes de tennis de table. Notre objectif est de mieux comprendre le rôle de ce matériau, notamment l'influence de son épaisseur, sur la rotation de la balle.

Nous savons qu'une mousse a un comportement différent du silicone. Elle est poreuse, avec un coefficient de Poisson apparent plus faible, ce qui signifie qu'elle va potentiellement moins se déplacer tangentiellement lorsque la balle va venir l'écraser ($\nu = 0$ indiquerait aucune déformation transverse consécutive à une déformation axiale). D'après notre modèle de déformation tangentielle, il semble que les propriétés de la mousse soient moins susceptibles de générer de la rotation à la balle. On se pose donc des questions quant à son utilité dans la raquette, étant donné qu'elle est placée sous le revêtement en caoutchouc, qui semble déjà efficace pour générer de la vitesse de rotation lors des échanges.

Comme dans l'étude précédente, nous allons donc confronter les résultats expérimentaux de ce substrat à notre modèle théorique, et comparer son comportement à celui du silicone.

2.D.1. Comparaison des épaisseurs de mousse

Cette partie va traiter l'ensemble des mousses de tennis de table testées avec notre dispositif expérimental, dont la caractérisation et la présentation ont été faites dans le chapitre II.2.A.

Épaisseur mousse e_m (mm)	Constante de rigidité k ($\times 10^4$ N.m^{-1})	Masse du chariot m_c (g)	Viscosité η (kg.s^{-1})	Friction μ
1,21	10,0	1,0	0	1,0
0,88	12,2	1,0	0	1,0
0,37	14,0	1,0	0	0,9

TABLEAU IV.2 – Paramètres du modèle théorique de rebond sur surface molle déterminés pour chaque substrat de mousse. La viscosité du substrat est négligée.

Le coefficient de restitution au point de contact, Σ, pour l'ensemble des épaisseurs de mousse est tracé sur la Figure IV.16. Les courbes pointillées correspondent au résultat de l'interpolation des données expérimentales. Cette interpolation a été effectuée sur les données expérimentales de $\omega_{x,r}$, de façon analogue à l'étude sur les substrats de silicones (partie 2.C.), et les paramètres retournés sont donnés dans le Tableau IV.2.

Le résultat est similaire aux substrats de silicone. La rotation supérieure sur de tels substrats s'explique par un mouvement tangentiel de la mousse et les épaisseurs élevées restituent plus de rotation. Cela peut s'expliquer par la couche qui se déforme plus, illustré par la rigidité tangentielle k plus faible.

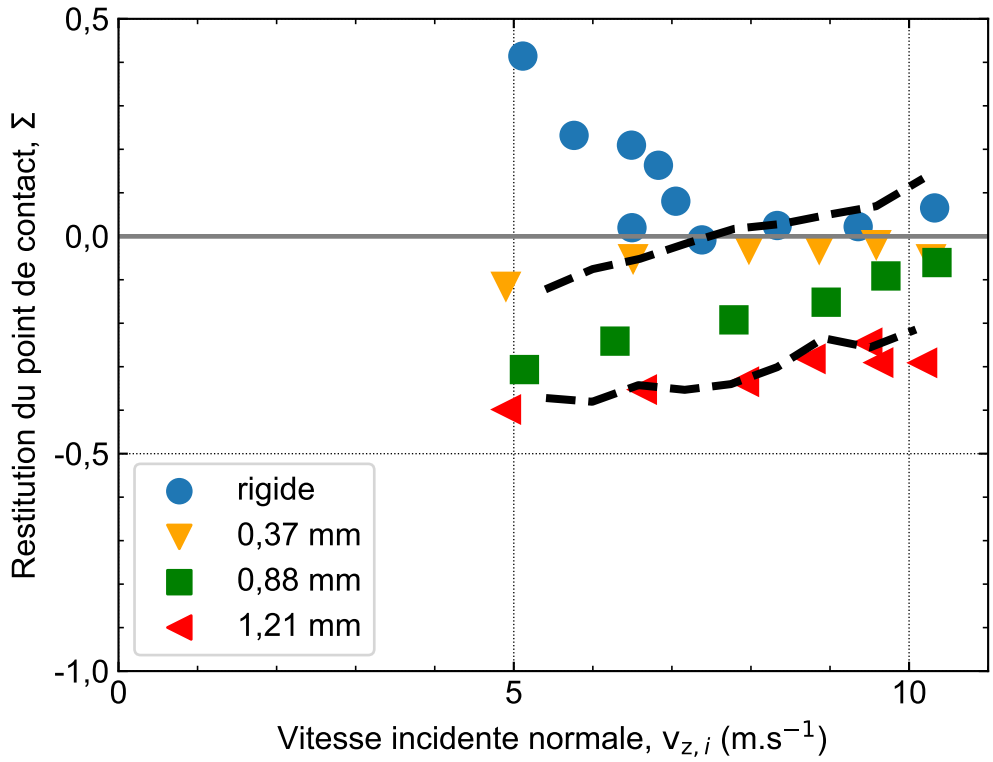

FIGURE IV.16 – Coefficient de restitution de la vitesse du point de contact de la balle, Σ, en fonction de sa vitesse incidente normale $v_{z,i}$, pour différentes épaisseurs du substrat en mousse [$v_i = (10,2 \pm 0,8)$ m.s^{-1}, $\theta_i = 0$-$60°$]. Une mousse plus épaisse tend à mieux restituer la vitesse au point de contact et donc plus de vitesse de rotation à la balle. Cependant, la variation de Σ est plus atténuée que sur un substrat en silicone.

Les valeurs du coefficient Σ sont cependant plus élevées que sur du silicone, traduisant une rotation amoindrie. Cela explique que la rigidité k renvoyée par le modèle est presque 2 fois plus élevée, à épaisseur donnée. En reprenant le calcul du module élastique donné par l'équation (IV.16), on en arrive à une valeur $E = 1,5$-3 MPa en considérant un coefficient de Poisson nul. Cette valeur pour une couche élastomérique en mousse se compare bien au module du silicone, d'une part, mais surtout aux valeurs mesurées dans le chapitre de caractérisation II.2.A. On remarque également que les données expérimentales sont plus homogènes sur la plage de vitesse. Pour rendre compte de cela, le modèle mécanique augmente la masse de substrat déplacée, m_c. La vitesse du chariot est ainsi moins sensible au cisaillement de la balle et donc à sa vitesse incidente.

La mousse la plus fine ($0,35$ mm), atteint le roulement pour les fortes vitesses $v_{z,i}$ ($\Sigma = 0$). Notre modèle théorique ne prévoit pas ce plafond, comme on peut le voir avec la ligne pointillée qui atteint les valeurs positives de Σ sur la Figure IV.16. En effet, la balle roule sur la surface en mouvement, ce qui peut entraîner une réduction de la vitesse de rotation après le rebond par rapport au roulement sur une surface immobile. Finalement, il semble que le modèle présente des limites pour décrire la mousse. Et si la restitution de vitesse au point de contact était dominée par le mouvement normal de la balle.

2.D.2. Écrasement de la mousse

Nous allons essayer de distinguer le rôle des vitesses normale et tangentielle dans le rebond oblique de la balle sur une couche de mousse. Jusque-là nous avons fixé une vitesse incidente de la balle autour de $v_i = 10$ m.s^{-1}, ce qui nous limite dans l'analyse des résultats puisque $v_{z,i}$ et $v_{y,i}$ changent simultanément avec l'angle incident θ_i. Nous allons donc étudier de plus près une unique mousse (épaisseur $e_m = 1,21$ mm) en faisant varier la vitesse incidente de la balle v_i entre 2 et 13 m.s^{-1}.

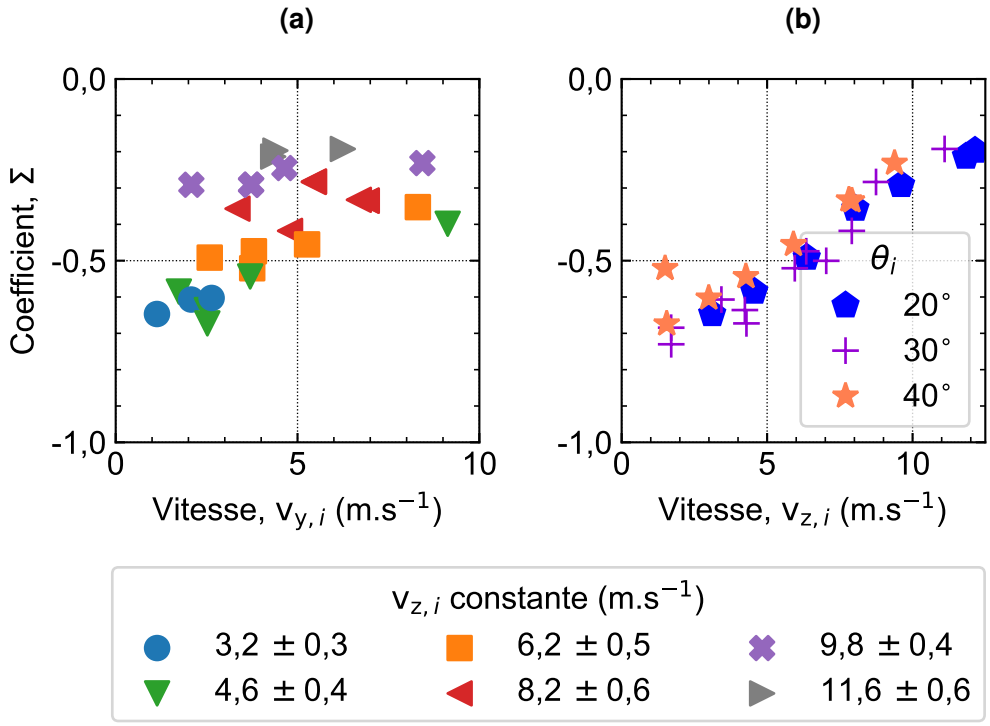

FIGURE IV.17 – Coefficient de restitution de la vitesse du point de contact de la balle, Σ, avec une mousse de $1,2$ mm d'épaisseur, en fonction de **(a)** la vitesse incidente tangentielle $v_{y,i}$ et **(b)** la vitesse incidente normale $v_{z,i}$ de la balle. En (a), la vitesse normale est fixée pour chaque série de mesures. La restitution en rotation de la balle dépend principalement de $v_{z,i}$ et de l'écrasement de la mousse.

Sur la Figure IV.17a sont tracés les évolutions du coefficient de restitution de la vitesse du point de contact, Σ, en fonction de la vitesse tangentielle incidente de la balle $v_{y,i}$, pour différentes valeurs fixées de la vitesse normale $v_{z,i}$. Sur toute la gamme de vitesses $v_{y,i}$ considérée, ce coefficient n'augmente que légèrement. Ainsi la vitesse de rotation de la balle augmente moins que linéairement avec la vitesse tangentielle de la balle $v_{y,i}$. Cette petite tendance de Σ à la hausse n'est pas observée sur du silicone. Les deux projections de la vitesse tendent maintenant à abaisser la vitesse de rotation de la balle (Σ augmente), ce qui explique la variation bien plus atténuée sur la Figure IV.16, où $v_{y,i}$ et $v_{z,i}$ évoluent de façon opposée.

Par ailleurs, nous tendons vers $\Sigma = 0$ en augmentant la valeur de la vitesse normale. Cela se voit également sur la Figure IV.17b où ce même coefficient Σ est tracé en fonction de la vitesse normale de la balle $v_{z,i}$. La dépendance est dans ce cas beaucoup plus marquée avec une hausse nette de Σ (baisse de la vitesse de rotation) lorsque la balle arrive avec une vitesse élevée sur la surface. On peut penser que lorsque la balle écrase fortement la surface, celle ci se déforme moins parallèlement à la surface et s'apparente donc plus à une surface rigide. On note que tous les points de mesure se regroupent, ce qui confirme le fait que la vitesse tangentielle incidente n'a pas une influence augmentée sur la mise en rotation de la balle, c'est la vitesse normale qui domine et qui va presque écraser tout le cisaillement tangentiel du matériau.

Prenons à nouveau l'analogie avec le modèle théorique du chariot. Celui-ci permet d'expliquer une augmentation de Σ avec la vitesse normale. Comme nous l'avons expliqué précédemment, une vitesse élevée dans cette direction entraîne une augmentation de la force de friction sur la balle, ce qui la freine et lui permet d'atteindre le roulement plus rapidement. Cependant, cela n'entraîne pas une diminution significative du cisaillement du chariot car la force tangentielle F_B est plus élevée. Nous constatons que

ce phénomène expliqué ne correspond pas à l'observation faite sur un substrat de mousse. En effet, la mousse s'écrase, ce qui devrait plutôt se traduire par une augmentation de la constante de rigidité avec la vitesse normale $v_{z,i}$. Cela met en évidence les limites de notre modèle, qui ne prend en compte qu'une dépendance tangentielle du mouvement de la surface (illustrée par le chariot). Dans le cas du silicone, cela fonctionne bien, mais pour une mousse plus compressible, son comportement est moins bien décrit.

Pour résumer, pour un substrat de mousse, nous observons effectivement que la vitesse de rotation de la balle augmente avec l'épaisseur du substrat puisqu'elle est cisaillée et renvoie de la vitesse tangentiellement. Cependant, par rapport à un substrat de silicone, elle présente un caractère moins élastique le long de sa surface (constante k plus élevée) et la vitesse $v_{y,i}$ a une influence beaucoup moins importante sur la mise en rotation de la balle. Elle va même tendre, en variation relative, à légèrement diminuer la restitution de vitesse au point de contact. À l'inverse, une forte vitesse normale domine le comportement en rotation de la balle. Plus la mousse s'écrase, plus le mouvement tangentiel en surface est stoppé. La balle tend vers un comportement observé sur une surface rigide, donné par le roulement sans glissement.

Les deux composantes de la vitesse vont maintenant agir à baisser la sensibilité du matériau à restituer de la rotation à la balle, ce que notre modèle traduit par une augmentation de la masse de matière emportée. Cette augmentation de m_c n'a pas de réel sens physique, elle vient seulement combler un autre phénomène (écrasement normal) non pris en compte par notre modèle. Il présente donc des limites pour modéliser le comportement d'une mousse. Pour la suite, il pourrait être intéressant de mener une nouvelle étude afin de mettre en évidence la dépendance entre la rigidité tangentielle apparente de la mousse et la vitesse d'impact de la balle. Cette information serait ensuite intégrée à notre modèle mécanique. Une autre approche possible serait d'utiliser des simulations numériques pour estimer cette dépendance.

2.E. Limites des hypothèses du modèle théorique

Nous allons comparer dans cette partie les données expérimentales sur un substrat mou, aux hypothèses réductrices faites dans le modèle théorique. En effet, dans tout le modèle présenté en partie 2.B., nous considérons notamment que la balle est indéformable lors de son impact. Or, nous savons que la balle se déforme jusqu'à flamber pour des vitesses suffisantes, ce qui a fait l'objet de toute une étude dans le chapitre précédent III.1.B. Sur une surface solide, cette déformation de la balle n'avait pas d'influence dans la mise en rotation de la balle, l'expérience suit parfaitement le modèle analytique de roulement. Dans ce cas-ci, sur une surface molle, bien que la balle roule, nous n'avons pas de prédiction directe de son rebond attendu, mais un modèle que nous pouvons seulement essayer d'ajuster au mieux aux données expérimentales. Il est donc compliqué de savoir, seulement à partir des interpolations, si les hypothèses considérées sont correctes.

Essayons donc d'abord de vérifier s'il est pertinent de considérer une balle indéformable. En d'autres termes, est-il juste de considérer que la force de friction sur la balle s'applique à une distance R du centre de la balle, sachant qu'elle s'écrase ? Si cette hypothèse est vraie, les équations de la dynamique mènent directement à la relation $R\omega_{x,r} = -\frac{3}{2}(v_{y,r} - v_{y,i})$ sans faire aucune hypothèse sur la valeur de la force s'appliquant sur la balle d'après (III.31).

Sur la Figure IV.18, nous traçons le rapport de la variation de rotation ($R\,\Delta\omega_x$) sur la variation de vitesse Δv_y. Pour les deux substrats, on observe une différence avec le rapport théorique de $-1,5$. Cette différence n'est pas inférieure à 5 % dans le cas d'un substrat en silicone, avec une moyenne (ligne pointillée) aux alentours de $-1,4$. L'hypothèse d'une balle indéformable n'est donc pas justifiée.

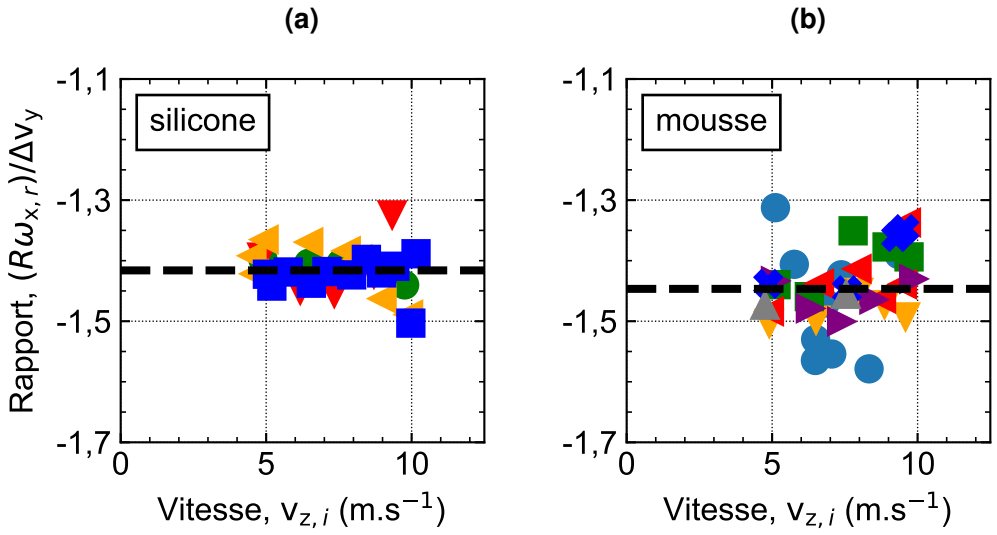

FIGURE IV.18 – Rapport des variations des vitesses tangentielles $\frac{R\omega_{x,r}}{\Delta v_y}$ en fonction de la vitesse incidente normale, $v_{z,i}$, pour **(a)** un substrat de silicone et **(b)** un substrat en mousse. En considérant un modèle théorique où la balle ne se déforme pas, ce rapport vaut $-1,5$. La ligne pointillée noire correspond à la moyenne des valeurs expérimentales (le code couleur pour chacun des substrats correspond à celui précédemment utilisé).

Essayons de comprendre cette baisse et donc reprenons le calcul théorique en isolant le rayon de la balle R. En combinant les deux équations de la dynamique, nous arrivons à l'équation de la forme $I_\Delta \Delta\omega_x = -mR\Delta v_y$. On peut supposer que la déformation de la balle ne change pas beaucoup le moment d'inertie de la balle I_Δ, du moins sa variation est négligeable devant celle de R. Le rapport $\Delta\omega_x/\Delta v_y$ dépend donc directement de la variation de R. Un rapport plus petit signifie une distance d'application de la force, R, diminuée, ce qui va dans le sens d'un écrasement de la balle sur la surface.

Finalement, sur un substrat mou, la vitesse de rotation mesurée devrait être plus faible que celle donnée par le modèle mécanique d'une balle indéformable. En effet, la force s'applique à une distance moindre du centre de la balle, à cause de son enfoncement. C'est un point qui n'a pas du tout été pris en compte dans nos interpolations. Peut-être que ce point d'application de la force est compensé par une force de friction plus élevée. En effet, on la suppose constante durant toute la phase de glissement de la balle. C'est une autre hypothèse réductrice considérée dans le modèle.

2.F. Résultats préliminaires sur des revêtements à picots

Intéressons-nous maintenant à l'impact de la balle sur un revêtement à picots. Encore une fois, Nous allons utiliser notre dispositif expérimental pour projeter une balle sur des surfaces inclinées en élastomère, qui sont dotées de picots tournés vers l'extérieur et donc directement en contact avec la balle.

Nous utilisons donc ici de vrais revêtements de tennis de table et particulièrement prisés dans l'handisport pour leur caractère défensif, facilitant le retour de la balle. Nous souhaitons mieux comprendre l'effet que va avoir de telles géométries sur le rebond de la balle, toujours dans notre logique de remonter petit à petit à une raquette de tennis de table. Précédemment, nous avons isolé puis étudié des couches d'élastomère planes, de différentes épaisseurs, et nous avons pu comprendre le rôle d'un tel matériau sur la rotation renvoyée à la balle, plus importante que sur des substrats en mousse. Dans ce cas, le problème devient plus complexe car la surface de contact avec la balle est limitée aux picots, qui se déforment chacun différemment. La question qui se pose est de savoir si c'est la géométrie des picots ou le matériau constituant le revêtement qui joue un rôle déterminant dans l'effet produit sur la balle.

Nous allons commencer par étudier des substrats isolés composés de picots externes, puis nous nous pencherons sur des raquettes complètes constituées d'un assemblage de mousse solide et d'une couche élastomère avec une géométrie en picots.

2.F.1. Substrat de picots externes

Tous les picots utilisés dans cette étude sont présentés et caractérisés dans le chapitre II.2.C. De manière similaire aux précédentes études, nous fixons une vitesse incidente $v_i \approx 10$ m.s^{-1} et l'angle θ_i varie de 0 à 60°. Ainsi, $v_{y,r}$ et $v_{z,r}$ évoluent de façon contraire.

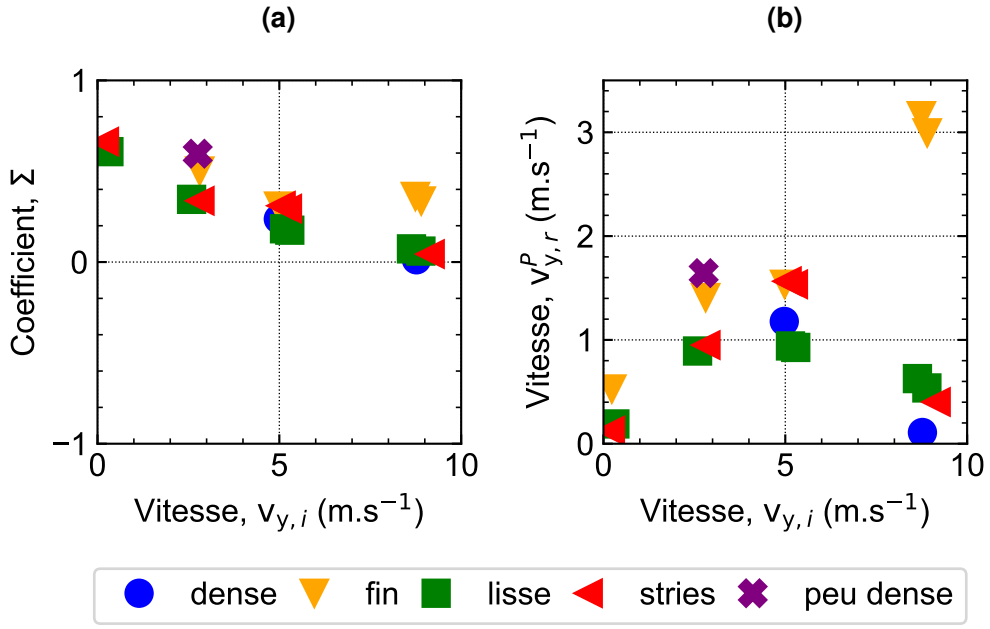

FIGURE IV.19 – (a) Coefficient de restitution de la vitesse au point de contact, Σ, et **(b)** la vitesse du point de contact réfléchie, $v^P_{y,r} = v_{y,r} - R\,\omega_{x,r}$, en fonction de la vitesse incidente tangentielle de la balle $v_{y,i}$, lorsqu'elle rebondit sur une surface en forme de picots tournés vers l'extérieur [$v_i = (10,0 \pm 0,3)$ m.s^{-1}, $\theta_i = 0$–$60°$]. Le coefficient Σ reste toujours au-dessus de 0 traduisant un glissement de la balle.

Sur la Figure IV.19a, on présente la valeur du coefficient de restitution de la vitesse au point de contact, Σ, sur les différents picots. On remarque immédiatement qu'il est toujours positif, sur toute la gamme de vitesses tangentielles considérée. Ainsi la balle semble constamment glisser, peut-être à cause d'une friction apparente avec la balle plus faible. Il faut bien prendre en compte que dans ce cas, les picots peuvent largement se déformer et/ou fléchir selon la surface, ce qui peut créer un glissement de la balle par rapport à la surface. En termes de capacité à accrocher et à donner de la vitesse de rotation à la balle, les propriétés des picots sont moins bonnes que celles des revêtements pleins et lisses.

Si on regarde la tendance de ce coefficient Σ, on observe la même décroissance avec $v_{y,i}$ que sur un substrat de silicone (Figure IV.14). Nous tendons vers une meilleure restitution de la vitesse de rotation en augmentant la vitesse tangentielle. Dans le cas du silicone, nous l'avons expliqué par le fait que la balle cisaille fortement le substrat qui renvoie plus de vitesse élastiquement dans l'autre sens. La balle roule donc sur la surface déformable. Dans le cas des picots, ce raisonnement ne marche pas, puisque la balle n'atteint même pas le roulement, et donc potentiellement glisse. Cette tendance décroissante de Σ n'est pas intuitive puisque que tous les points de mesure sont à des valeurs positives. On peut l'analyser de la façon suivante : en augmentant $v_{y,i}$ et donc l'angle d'incidence θ_i de la balle, cette dernière glisse de moins en moins pour rouler aux angles les plus élevés. Il pourrait sembler que la balle reçoit le retour élastique de la surface, tout en glissant.

Afin de regarder ce qu'il se passe plus précisément au point de contact, nous reportons sur la Figure IV.19b la vitesse de ce point de contact en sortie du rebond. Les picots fins présentent une croissance linéaire de leur vitesse $v^P_{y,r}$. Au contraire, les autres surfaces montrent une cassure autour de 4 m.s^{-1}. Il semble donc que ce glissement observé n'est pas seulement dû au frottement de la balle sur la surface mais soit aussi un glissement apparent par rapport à la surface, lié au déplacement des picots eux-mêmes. Nous pouvons essayer de l'expliquer comme suit. Lorsque la balle atteint les picots, elle va glisser en les emportant dans son mouvement. Dès qu'elle aura atteint la vitesse de cisaillement des picots, elle va rouler dessus. Il en résulte une vitesse de rotation acquise lors du glissement plus faible et une vitesse tangentielle plus grande (augmentation de la vitesse $v^P_{y,r}$). À partir d'un certain seuil de $v^P_{y,r}$, typiquement autour de 4 m.s^{-1}, nous atteignons le maximum de cisaillement des picots. La balle se met ensuite à entamer une autre phase de glissement par rapport à des picots écrasés sans vitesse. La vitesse de rotation va donc progresser à nouveau jusqu'à atteindre le roulement vers 10 m.s^{-1}. Il est également possible qu'au maximum de cisaillement, à la manière du chariot, les picots restituent de la vitesse élastiquement. Dans le cas des picots longs et fins, ils peuvent se déformer bien plus. La balle est constamment entrainée et on n'observe pas de rupture de pente dans la gamme de vitesses explorée.

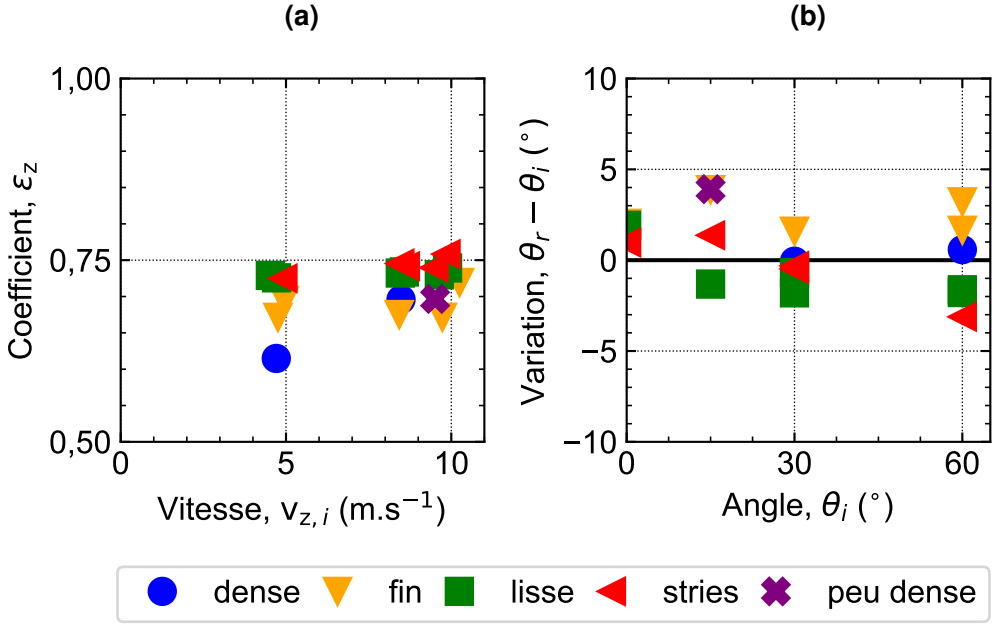

FIGURE IV.20 – (a) Coefficient de restitution de la vitesse normale, ε_z, en fonction de la vitesse incidente normale de la balle, $v_{z,i}$, et **(b)** variation $\theta_r - \theta_i$ en fonction de l'angle d'incidence θ_i, lorsque la balle rebondit sur une surface en forme de picots tournés vers l'extérieur [$v_i = (10,0 \pm 0,3)$ m.s^{-1}, $\theta_i = 0$-$60°$]. Les picots homogénéisent la dissipation dans le rebond. Les pertes de vitesse linéaire sont constantes et la balle rebondit symétriquement.

Du côté de la restitution de vitesse, nous traçons ε_z sur la Figure IV.20a en fonction de la vitesse incidente normale. Le coefficient semble rester constant sur toute la gamme de vitesses et d'angles incidents testés et nous n'observons aucune chute de ε_z liée au flambage de la balle. La vitesse est absorbée par la surface dans les domaines où, sur surface rigide, nous avions une grosse restitution d'énergie. La variation d'angle $\theta_r - \theta_i$ est donnée sur la Figure IV.20b. La trajectoire de la balle en sortie de rebond reste pratiquement symétrique par rapport à la trajectoire incidente. Il y a très peu d'effet de la vitesse de rotation sur l'angle que prend la balle après l'impact.

Enfin, hormis les picots fins, si nous comparons les propriétés des autres revêtements entre eux, on ne remarque pas de grosses différences. Notamment, les stries en surface des picots ne changent rien au comportement de la balle, malgré le questionnement de certains athlètes.

Pour conclure, les surfaces d'élastomères à picots externes montrent un comportement totalement différent des couches lisses de même type. La géométrie est donc particulièrement importante dans le comportement de la raquette. Globalement, les picots vont baisser la vitesse et la rotation donnée à la balle. La force de friction ne peut plus être considérée comme de la friction solide dû au fort cisaillement des picots, la balle glisse dessus en les écrasant. Ceux longs et fins vont donc se faire emporter sur une plus longue distance, ce qui baisse la vitesse angulaire en sortie de rebond. Pour les autres picots, ils atteignent un maximum de rotation à une vitesse tangentielle de 10 m.s^{-1}, un maximum qui semble être le roulement de la balle. Ainsi le comportement de ces surfaces est inversé à celui d'une surface rigide. Essayons maintenant de généraliser ces résultats dans le cas du rebond de la balle sur des raquettes entières, comprenant donc une mousse ainsi qu'une surface avec des picots collée dessus.

2.F.2. Retour sur les raquettes

Dans cette partie, nous reprenons les données des caractérisations des raquettes dans leur ensemble réalisées au début (chapitre II.1.), en adoptant une nouvelle approche basée sur l'ensemble de nos connaissances accumulées jusqu'à présent grâce aux différentes études. Nous allons notamment essayer de comprendre comment la rotation de la balle va se comporter sur un assemblage d'une mousse et d'une surface à picots, et quel rôle joue chacune de ces couches sur le rebond de la balle.

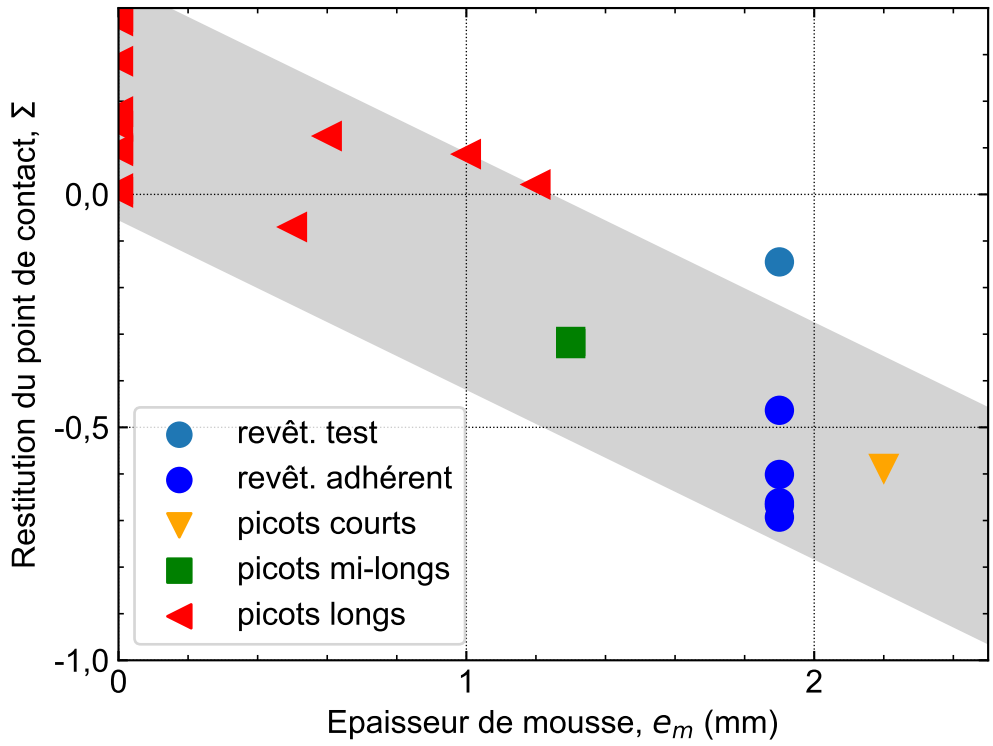

FIGURE IV.21 – Coefficient de restitution de la vitesse du point de contact, Σ, en fonction de l'épaisseur de mousse e_m de différentes raquettes [$v_i = (11{,}7 \pm 1{,}5)$ m.s^{-1}, $\theta_i = 45°$]. L'épaisseur de mousse domine sur l'effet donné à la balle.

Le silicone a une grande capacité de restitution en rotation, puisqu'il se déforme élastiquement dans une direction parallèle à la surface. Ce caractère est moins marqué sur une couche en mousse. On peut penser en première approche qu'il est logique de placer une couche d'élastomère sur la face extérieure des raquettes. Cependant, lorsque la géométrie de la surface présente des picots externes, la balle glisse différemment. Elle se déplace latéralement avec les picots, ce qui restitue beaucoup moins de rotation.

Nous allons reprendre les mesures préliminaires réalisées sur des raquettes inclinées à 45°, mais en se plaçant maintenant dans un objectif de tirer des conclusions sur le matériel de tennis de table. Cette analyse reste donc limitée et se veut qualitative.

Afin d'évaluer la restitution tangentielle de la raquette sur la balle, nous représentons sur la Figure IV.21 le rapport de la vitesse au point de contact, noté Σ, qui est l'indicateur le plus approprié pour quantifier la vitesse de rotation sur une surface déformable. Nous remarquons une tendance bien marquée vers les grandes vitesses de rotation, en fonction de l'épaisseur de mousse du revêtement, comme observé précédemment (Figure IV.16 et IV.14). Sans mousse, tous les substrats glissent et la rotation de la balle est inférieure au roulement sur surface rigide (Σ positif). Sur des mousses épaisses, on observe le maximum de rotation. Il semble bien que c'est cette épaisseur qui dicte le comportement en vitesse de rotation de la raquette. La nature du revêtement, elle, est secondaire et détermine les variations dans la tendance globale (largeur de la ligne grise). Il y a par exemple de petites différences entre un revêtement test non adhérent et les autres revêtements « backside », ou bien entre les picots sans mousse, mais elles restent minimes.

Essayons donc de comprendre quelle est l'influence des picots sur le rebond de la balle. D'après l'étude précédente, la taille des picots va fortement baisser la rotation de la balle, qui va glisser en les cisaillant (partie 2.F.1.). Mais finalement, cet effet des picots est limité et à partir d'un certain angle, typiquement 60°, la balle ne glisse plus et atteint le roulement. Il semble sur la Figure IV.21 que les picots longs sans mousse sont en effet limités en rotation par le roulement et que l'addition d'une couche de mousse permet de franchir cette limite. Lors d'une partie de tennis de table, les joueurs ont tendance à incliner fortement leur raquette pour frapper la balle. Elle va donc principalement rouler si le revêtement est doté de picots longs. Sur ces surfaces, l'effet de rotation amoindri sera plutôt dû à la taille élevée des picots qui limitent la taille de mousse possible en dessous, puisque la réglementation du tennis de table impose une épaisseur maximale de 4 mm pour le revêtement total de la raquette.

Maintenant discutons du comportement d'un substrat lisse dont les picots sont tournés vers l'intérieur. La couche pleine à l'extérieur peut se déformer tangentiellement, ce qui peut restituer beaucoup de rotation élastique, comme expliqué dans la section 2.C. On peut penser que les picots internes favorisent le déplacement tangentiel pour augmenter $\omega_{x,r}$ Cependant, il semble que l'association avec une couche de mousse va faire fléchir et cisailler les picots face au mouvement de la balle, selon la Figure IV.22. L'effet d'une telle surface n'est donc pas seulement tangentiel mais également normal aux picots, ce qui va rajouter une rigidité élastique. Cela peut également expliquer qu'ils sont souvent alignés verticalement entre eux sur la raquette (Figure II.6b), perpendiculairement au sens du tir, afin de créer des rangées orientées face à la trajectoire incidente de la balle. Ainsi, l'effet des picots tournés vers l'intérieur est peut-être double sur la vitesse de la balle et sur sa rotation.

Pour conclure, nous avons pu analyser de façon préliminaire des surfaces de raquettes avec des picots. Globalement, c'est l'épaisseur de la couche de mousse qui va permettre de restituer le plus d'effet à la balle, par la restitution tangentielle. L'effet du revêtement en élastomère est plus limité par la structure des picots. Pour les picots tournés vers l'extérieur, dès que la balle a une forte vitesse incidente, leur comportement au rebond se rapproche à celui d'une surface rigide. La balle va rouler dessus et les pertes en vitesse, qui restent constantes, se rapprochent à ce qui est mesuré sur une surface solide lorsque la balle flambe. Leur utilisation est pour un style de jeu dit « défensif ». Pour les picots tournés vers l'intérieur, ils semblent s'écraser face au rebond de la balle pour augmenter la restitution élastique de la surface. La mousse aurait donc un double rôle dans le comportement d'un revêtement, ce qui mérite une étude plus approfondie. Ces surfaces sont très adaptées pour donner de l'effet à la balle.

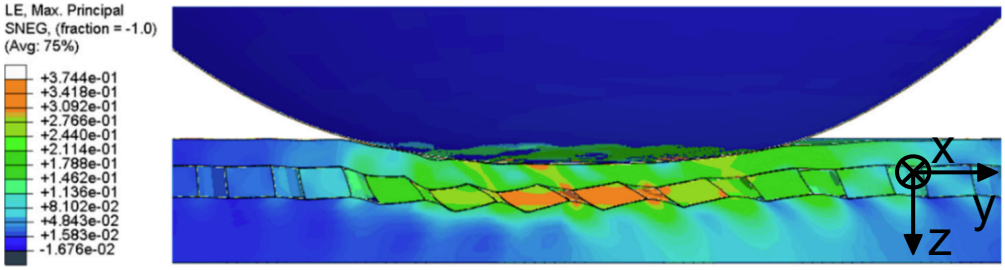

FIGURE IV.22 – Simulation de la déformation verticale d'une balle frappant obliquement un revêtement de raquette, vue dans Ref. [17]. La balle arrive depuis la gauche à un angle $\theta_i = 60°$ ($v_i = 14$ m.s^{-1}, $\omega_{x,i} = -66$ tr.s^{-1}).

2.G. Résumé

Pour conclure de façon plus générale, nous observons que sur une surface molle, la balle acquiert une vitesse de rotation au-delà de ce qui est atteint sur une surface solide. Nous avons essayé de développer un modèle mécanique qui puisse permettre de rendre compte de l'élasticité des surfaces molles et donc d'une énergie restituée tangentiellement dans la rotation de la balle. Ce modèle théorique, qui considère principalement un rôle de la vitesse tangentielle sur cette restitution, s'adapte beaucoup mieux au substrat de silicone qu'aux mousses.

Dans le cas du silicone, élastique et incompressible, il permet de rendre compte que la rigidité apparente du substrat baisse au fur et à mesure que l'épaisseur augmente, ce qui permet un plus grand déplacement de matière à la surface et ce qui explique donc la plus grande restitution de vitesse de rotation. Nous atteignons cependant une limite de vitesse angulaire à partir d'une épaisseur autour de 1,5 mm, et même un glissement de la balle pour des angles incidents θ_i élevés.

Dans le cas de la mousse, poreuse, la composante normale de la vitesse incidente va jouer un rôle bien plus important dans la mise en rotation de la balle. Plus elle écrase le substrat, plus le déplacement tangentiel est freiné et le comportement se rapproche du roulement comme sur une surface solide. Il faut ajuster le modèle avec une constante de rigidité tangentielle de la surface qui dépend de l'enfoncement normal, pour mieux décrire le substrat de mousse.

En comparaison, le substrat en silicone présente une plus grande efficacité pour induire une rotation à la balle en raison de sa plus grande élasticité. Cela peut expliquer la raison pour laquelle ce matériau est placé en surface des raquettes de tennis de table. Cependant, le comportement d'une surface à géométrie de picots, notamment externes, peut se montrer tout à fait différent. Ils vont se plier avec la balle et l'emporter dans un glissement apparent, et donc nous ne pouvons atteindre des vitesses de rotation supérieures au roulement. Il faut l'addition d'une couche de mousse sous-jacente, pour augmenter la capacité de la raquette à donner de la vitesse angulaire à la balle, et cela de façon notable pour tous les types de revêtements. On se demande finalement si le rôle caché de cette couche de mousse ne serait pas de se plier à l'impact, pour mieux orienter les picots dans une direction opposée à la vitesse du point de contact de la balle, et ainsi favoriser la restitution tangentielle et donc l'effet transmis.

3. Conclusion

Pour résumer, ce chapitre nous a permis de mieux comprendre l'impact de la balle sur un revêtement mou. Nous avons observé comment la balle se déforme, sur du silicone transparent, lors d'un impact normal. La coque flambe légèrement avant le seuil observé sur une surface rigide puisque la surface élastique, annihile le comportement frictionnel lors du contact. Tout devient ainsi beaucoup plus linéaire, les pertes de vitesse et le temps de contact deviennent constants, sans tenir compte de la taille du substrat. Cette linéarité s'exprime également sur un rebond oblique, où une simple constante de rigidité k tangentielle permet d'expliquer le comportement en rotation de la balle après le rebond. Ainsi, un substrat de silicone épais ne baisse pas grandement la vitesse de la balle mais baisse la constante k et donc augmente fortement sa rotation lors du retour élastique de la surface. Pour un substrat de mousse solide, le constat est un peu différent. Nous observons des discriminations dans les pertes de vitesse en fonction de l'épaisseur. Finalement, lorsque la balle écrase la mousse à grande vitesse, elle se comporte comme une surface solide, sans tenir compte du cisaillement tangentiel pour la mise en rotation de la balle. Il est possible que ce soit ce comportement compressible qui est recherché dans un revêtement de raquette, pour mieux orienter les picots dans une direction tangentielle. Ces picots en caoutchouc, avec leur fort comportement élastique, sont dans une position optimale pour restituer la rotation de la balle, tout en minimisant les pertes de vitesse linéaire.

Conclusion générale et perspectives

Dans cette thèse, nous avons tenté de mieux comprendre et d'expliquer le rebond d'une balle de tennis de table sur différentes surfaces et dans différentes conditions. Nous avons commencé par l'étude sur une surface rigide, qui s'applique directement au rebond sur une table de tennis de table, pour ensuite aborder des surfaces déformables et rendre compte de l'effet des revêtements de la raquette sur le rebond de la balle. L'objectif final est de guider les athlètes dans leur choix de matériel, aujourd'hui essentiellement empirique, et de leur donner des éléments de réponse sur les paramètres qui influencent la vitesse et la rotation de la balle.

Dans le but de fournir une représentation aussi complète que possible, nous avons opté pour une double approche combinant mesures expérimentales et simulations analytiques et numériques du rebond. Le dispositif expérimental développé nous permet d'étudier la balle dans un régime dynamique, lorsqu'elle est animée d'une vitesse incidente élevée (supérieure à 2 $m.s^{-1}$), comme lors d'un match. Le système est relativement simple et modulable, ce qui nous permet d'étudier plusieurs configurations du rebond, à partir des images de la même caméra rapide, ce qui réduit les sources d'incertitudes de mesure. Ces données sont complétées par la simulation numérique, basée sur la méthode des éléments finis, que nous avons paramétrée selon notre configuration expérimentale.

Afin de répondre concrètement et rapidement aux fédérations, nous avons réalisé des premières caractérisations de raquettes typiques, mettant en évidence l'importance de l'épaisseur de la mousse pour générer de la rotation à la balle. Nous avons également constaté la nécessité de séparer les différentes couches constituant la raquette, afin de les étudier individuellement, puis reconstituer progressivement le comportement global d'une raquette. De plus, des compressions quasistatiques de la balle ont mis en évidence un comportement dépendant fortement du flambement de la coque et ainsi du besoin de mieux comprendre ce phénomène dans l'étude et la compréhension globale du rebond.

Ainsi, nous avons commencé par caractériser le comportement de la balle et observé précisément son contact avec une plaque de verre, lors d'un impact normal où seule la balle se déforme. Nous avons pu rendre compte pour la première fois de l'évolution du profil de sa coque, et éclairé son instabilité de flambage dynamique. Elle se manifeste au même seuil identifié dans un régime quasistatique, lorsque la balle se déplace légèrement plus loin que deux fois l'épaisseur de sa coque. Cette observation peut être expliquée par une friction élevée au contact, qui retient le mouvement croissant de la cloque, ce qui est la principale cause de pertes d'énergie et de vitesse linéaire de la balle. Cette force de friction non apparente, permet également d'expliquer les observations des pertes de vitesse de rotation verticale de la balle lors de l'impact.

Cependant, lorsque nous inclinons la surface et que nous introduisons une composante tangentielle à la vitesse de la balle, la friction résultante ne se confronte pas à celle du flambage et, plus globalement, l'instabilité n'a aucun impact sur la mise en rotation de la balle. Toute la cinématique de la balle est très bien décrite par un simple modèle mécanique basé sur le roulement de corps rigides. Au-delà d'un certain angle critique, la balle va commencer à glisser et il suffit simplement de connaître le coefficient de frottement avec la surface pour prévoir à nouveau l'ensemble de son mouvement. Nous avons donc développé une loi de choc sur une surface rigide, en généralisant l'ensemble des études sur les configurations simples du rebond, laquelle loi nous permet de prédire le comportement d'une balle percutant une surface solide (typiquement la table) dans n'importe quelle situation. Dans ce cas, il y a très peu de moyens d'augmenter la rotation de la balle puisqu'elle va toujours finir par glisser.

C'est sûrement l'une des raisons pour laquelle les athlètes ajoutent une surface molle sur leur raquette. Lors de l'impact avec la balle, elle va alors se déformer élastiquement le long de la raquette, une élasticité qui permet de retourner beaucoup plus de rotation à la balle. Et cela marche d'autant plus que l'épaisseur est grande, puisque la surface pourra être cisaillée sur une distance plus importante, ce qui peut être vu comme une rigidité apparente plus faible de la couche. En revanche, lorsque la surface présente une géométrie de picots externes, avec des éléments verticaux subdivisés, cela compromet l'élasticité du revêtement le long de la surface, rendant ces picots insensibles à la rotation de la balle. À l'inverse, les surfaces lisses à picots tournés vers l'intérieur peuvent beaucoup plus translater tangentiellement, en gardant une cohésion horizontale, ce qui favorise énormément la rotation.

L'élasticité de ces surfaces déformables va également retarder l'apparition de la cloque, ce qui uniformise les pertes de vitesse normale de la balle de part et d'autre de l'instabilité, sans que l'épaisseur du substrat ait une grande influence dans ce cas, notamment pour un substrat de silicone. Les mousses utilisées dans les raquettes, également un matériau élastomérique mais beaucoup moins dense que le silicone, ont tendance à s'écraser davantage lors de l'impact de la balle. Cette déformation entraîne une perte de leur potentiel à générer de la rotation sur la balle. Le positionnement de la mousse en dessous de la couche de picots soulève la question de savoir si son rôle ne serait pas de se comprimer et d'orienter les picots de manière plus efficace lors du rebond de la balle, afin de restituer davantage de rotation et/ou de vitesse.

Le rôle plus général des surfaces à picots sera à approfondir par la suite. En particulier, l'utilisation de la simulation numérique permettra de rendre compte qualitativement de la déformation des différentes couches du substrat lors de l'impact de la balle. En utilisant notre dispositif expérimental, il est également envisageable d'observer la déformation des picots en développant des surfaces transparentes. La situation d'une rotation incidente de la balle autour de la verticale sur une couche déformable interroge également. Nous avons pu voir de manière préliminaire que les surfaces à picots tournés vers l'extérieur ne montrent presque aucune perte de vitesse de rotation à la balle et inversement pour les surfaces lisses. Il y a un lien direct à faire avec la mise en rotation en incidence oblique.

En ce qui concerne la loi de choc élaborée pour les rebonds sur une surface rigide, il serait intéressant de la confronter expérimentalement dans des situations où la balle arrive plus rapidement normale à la surface (au-delà de 2 $\mathrm{m.s^{-1}}$) provoquant un écrasement important. Dès lors que la loi de choc serait validée et jugée robuste, il serait possible de la combiner avec une loi de trajectoire de la balle et ainsi tenter de prédire la cinématique de la balle après plusieurs rebonds, notamment lors d'un service. On pourrait par exemple envisager d'optimiser une technique de frappe pour mettre l'adversaire dans une position difficile, avec un effet de la balle maximisé, ou désavantageux pour lui.

De manière plus générale, il reste encore beaucoup à découvrir et à comprendre sur le comportement d'une raquette de tennis de table pendant le rebond de la balle. Nous nous sommes limités aux revêtements déformables mais de nombreux autres paramètres sont susceptibles d'influencer le rebond.

La façon dont sont collées les couches entre elles semble avoir une importance dans le déplacement tangentiel de la surface. Il est possible d'approfondir davantage l'aspect matériau, tel que le type de bois ou l'utilisation de composites à base de carbone, par exemple. De même, il serait utile de formaliser l'emploi de différents caoutchoucs et mousses de densités variables... Enfin, il est possible d'approfondir davantage l'étude de la géométrie des revêtements, en se concentrant sur des aspects tels que la forme et la taille des picots, qui n'ont été que brièvement explorés jusqu'à présent.

Une raquette de tennis de table demeure un objet complexe et j'espère que les informations fournies dans cette thèse, concernant la compréhension physique du rebond de la balle, aideront les fédérations à améliorer les performances de nos athlètes français. Bien que la différence dans un match repose d'abord sur les qualités physiques et techniques de chaque athlète, j'espère que les explications présentées feront sens avec le ressenti des joueurs et les motivent dans leur recherche d'amélioration permanente.

Annexe – Dispositif de caractérisation rapide

Dans cette partie, nous allons exposer les résultats de travaux pratiques autour du tennis de table, que nous avons réalisés avec des étudiantes de l'ENS de Lyon, Florence LEMANT et Lila GOSNET. L'objectif est de développer un dispositif expérimental, simple et transportable, afin de caractériser rapidement le comportement d'une raquette de tennis de table.

Les joueurs et joueuses professionnels affirment sentir des différences, des changements dans le comportement de leur raquette lorsqu'ils jouent dans un environnement extérieur. Plusieurs facteurs peuvent rentrer en compte dans les propriétés de la raquette, notamment, le taux d'humidité relative dans l'atmosphère ainsi que la température. Ce projet fait donc suite à une idée de pouvoir caractériser rapidement le matériel, lors de déplacements sur des compétitions en particulier à l'étranger. On propose donc un moyen déployable sur les lieux de l'évènement, pour tester toutes les raquettes d'un joueur dans les instants qui précèdent son match, afin de trouver celle qui se rapproche le plus du comportement utilisé quotidiennement à l'entraînement, et donc de gagner en compétitivité.

1. Montage expérimental proposé

Une idée qui est rapidement ressortie est de lâcher la balle d'une certaine hauteur, sur la raquette inclinée d'un angle α, et de regarder la distance horizontale à laquelle elle atterrit (Figure A.1). L'objectif est bien sûr de proposer un dispositif très simple tout en ayant des données obtenues reproductibles et précises. La balle est lâchée au moyen d'une pince qui s'ouvre manuellement, fixée sur la structure métallique verticale. La vitesse initiale de la balle est donc nulle et sa vitesse, lorsqu'elle impacte la raquette, est donnée par sa hauteur de chute, $\mathrm{v}_{\mathrm{z},i} = \sqrt{2\,g\,H}$, si on néglige la résistance de l'air. La raquette est maintenue en place par une poignée, positionnée à l'aplomb de la pince maintenant la balle, qui peut pivoter afin de varier l'angle que fait la raquette avec l'horizontale α. Après son rebond, la balle atterrit dans un bac en carton contenant de fines billes de polystyrène, légères, qui marquent bien le point d'impact de la balle. Le contraste des billes blanches avec la couleur marron du carton est également important dans la détection de l'impact. Cette détection du point de chute peut être faite différemment, ce que nous discuterons dans les perspectives de ce travail. Le bac est calé dans une position fixe et des poids sont rajoutés sur l'ensemble pour assurer sa stabilité.

L'objectif de travail est d'optimiser le système au regard de la détermination de $\varepsilon_{\mathrm{n}} \equiv -\frac{\mathrm{v}_{\mathrm{n},r}}{\mathrm{v}_{\mathrm{n},i}}$ (restitution en vitesse normale) et de $\omega_{\mathrm{x},r}$ (restitution en vitesse de rotation). Nous verrons que la détermination de $\omega_{\mathrm{x},r}$ peut se limiter à la restitution de vitesse tangentielle $\varepsilon_{\mathrm{t}} \equiv \frac{\mathrm{v}_{\mathrm{t},r}}{\mathrm{v}_{\mathrm{t},i}}$ (selon la raquette) qui sont tous deux inversement proportionnels. Pour se donner une idée de cela, nous avons vu dans le chapitre II.1.C. que la trajectoire de la balle se cabre après le rebond lorsqu'elle tourne fortement.

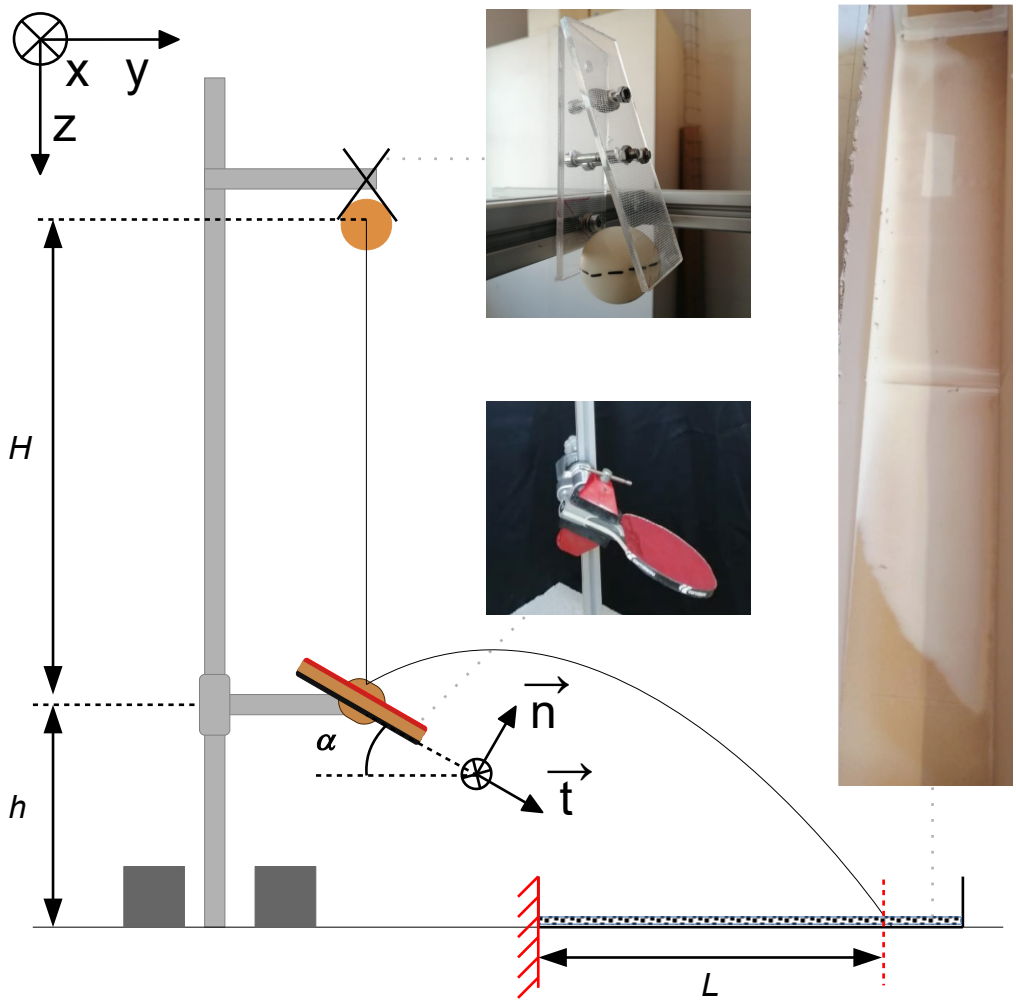

FIGURE A.1 – Schéma du dispositif expérimental proposé pour caractériser soi-même sa raquette.

Ainsi, trois paramètres peuvent varier pour chaque lancer :

- La hauteur de chute de la balle sur la raquette, notée H
- La hauteur de la raquette par rapport au sol, notée h
- L'angle que fait la raquette avec l'horizontale, noté α

Nous allons chercher la valeur de ces paramètres les plus pertinents dans la partie 2.A.

2. Mesures expérimentales

Les raquettes testées sur ce dispositif expérimental sont les raquettes fournies par la FFH et caractérisées dans le chapitre II.1. Nous pourrons ainsi analyser les résultats des mesures sur ce dispositif, en connaissant les propriétés des raquettes testées. Notamment, ce qui nous intéresse est de comparer si des raquettes que nous savons différentes montrent également des différences dans la distance de rebond et inversement. Nous avons donc 10 revêtements, qui se distinguent par la présence ou non de picots, l'épaisseur de mousse, le bois... correspondant aux raquettes 1 à 5 de la partie II.1.A.

La distance du point d'impact de la balle L est mesurée à la règle. Chaque mesure réalisée correspond à une valeur moyenne sur 5 lancers différents. Le point $L = 0$ correspond au début du carton (ligne verticale rouge sur le schéma de la Figure A.1), qui est dans une position fixe par rapport à la raquette. Les mesures sont donc comparables entre elles.

2.A. Paramètres de mesures optimaux

Pour commencer, il s'agit de déterminer les paramètres du dispositif expérimental (H, h et α) qui permettent de mieux discriminer les valeurs de L. Le dispositif se voulant simple, il est préférable de donner une valeur optimale fixe de ces trois paramètres, sans avoir besoin de les changer.

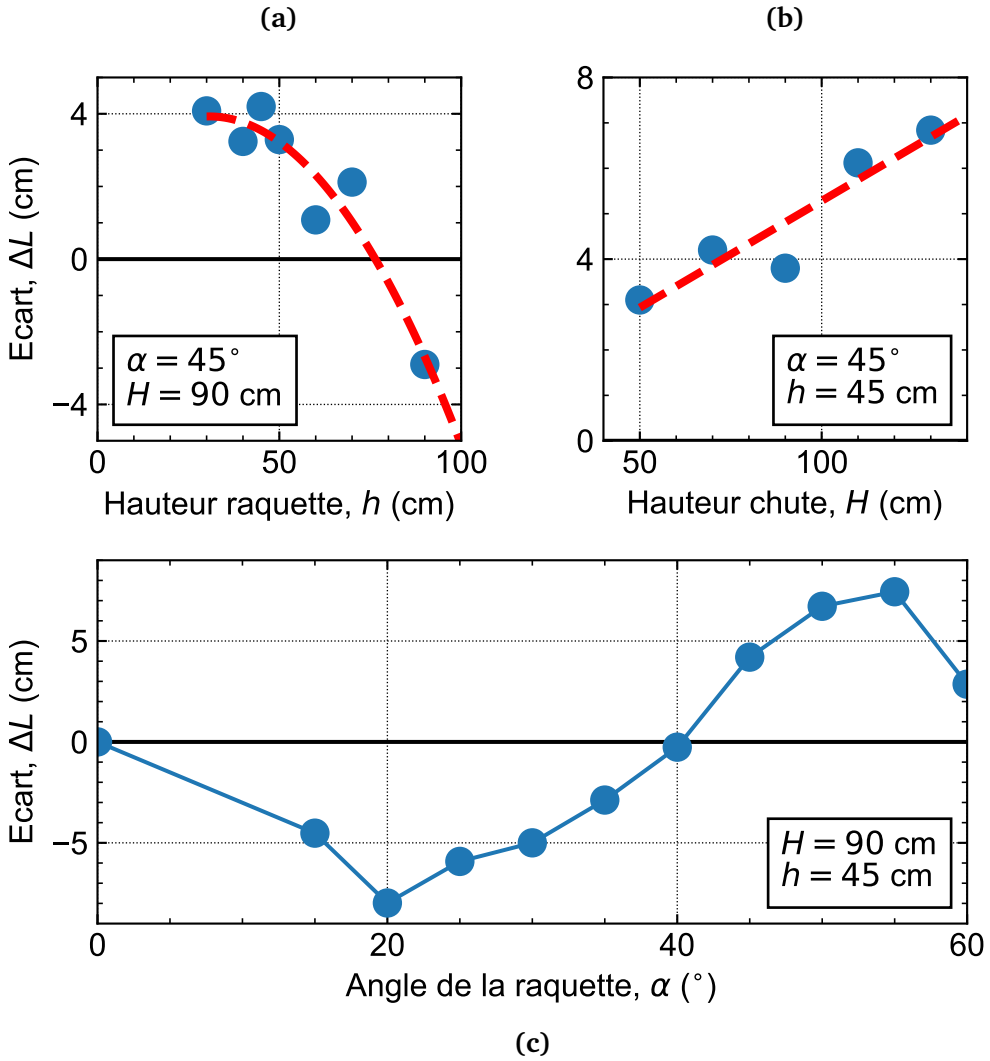

FIGURE A.2 – Écart de la distance d'impact de la balle au sol, ΔL, entre les revêtements $1n$ et $4r$. Nous traçons la dépendance de cette variation de distance, aux paramètres d'ajustement du dispositif : en **(a)** la hauteur de la raquette au sol, h, en **(b)** la hauteur de chute de la balle sur la raquette, H, et en **(c)** l'angle d'inclinaison de la raquette α. Les paramètres retenus comme les plus pertinents, où la discrimination des mesures de L est suffisante, sont des hauteurs $h = 45$ cm et $H = 110$ cm et des angles $\alpha = 30°$ et $\alpha = 50°$.

Pour cela, nous choisissons deux revêtements qui présentent des différences de comportement, les revêtements lisses des raquettes 1 et 4. Nous traçons sur la Figure A.2 l'écart de la distance d'impact au sol de la balle, ΔL, entre ces deux revêtements, pour des essais dans les mêmes conditions. En particulier, nous affichons ici la différence entre la raquette 1 et 4, $\Delta L = L_{1n} - L_{4r}$.

On peut différencier les revêtements grâce à leurs coefficients de restitution en vitesse linéaire et grâce à la rotation de la balle induite par le choc à 45°, mesurés dans une autre étude indépendante en partie 1. Une des surfaces accroche beaucoup la balle (revêtement $1n$) ce qui lui donne beaucoup de rotation, l'autre est non adhérente et est dite insensible aux effets (revêtement $4r$). Ces deux surfaces présentent également la même épaisseur de mousse sous le revêtement.

La Figure A.2a représente cet écart ΔL lorsque l'on fait varier seulement la hauteur de la raquette par rapport au sol, h. Nous observons une diminution de ΔL depuis des valeurs positives ($1n$ renvoie plus loin que $4r$) jusqu'à obtenir des valeurs négatives (inversement, $4r$ renvoie plus loin que $1n$). Nous savons que sur la raquette 1 qui adhère plus, la trajectoire de la balle va se cabrer lors du rebond avec une plus grande vitesse de rotation. Si on regarde les caractérisations faites précédemment (Figure II.5b du chapitre II.1.C.), la balle arrive à 45° et rebondit à 25° de la normale, pour une vitesse incidente de 10 m.s^{-1}. Au contraire, sur la surface $4r$, la balle tourne moins (angle de rebond symétrique) et aura une vitesse linéaire en sortie plus élevée. C'est ce que nous illustrons sur la Figure A.3a, où la trajectoire parabolique bleue est plus orientée vers le haut et donc la balle va moins loin sur un temps long (ou sur une hauteur de raquette h suffisante pour permettre à la balle d'aller loin). Il faut donc placer la raquette à une hauteur faible ou très élevée pour maximiser l'écart. Pour une raison explicite (on veut limiter la taille du système) nous choisirons une hauteur de raquette petite, $h = 45$ cm, et donc on va jouer sur le fait que la parabole d'une surface moins adhérente est plus écrasée et va donc aller moins loin (comme illustré sur la Figure A.3b).

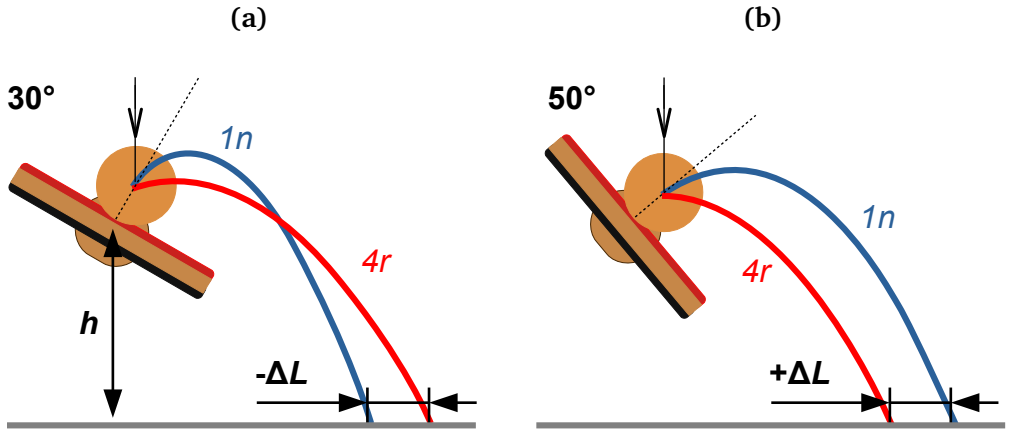

FIGURE A.3 – Schémas illustratifs du comportement des deux revêtements $1n$ (très adhérent) et $4r$ (peu adhérent) dans deux orientations de raquette différentes.

La Figure A.2b montre la dépendance de ΔL avec la hauteur de chute H de la balle sur la raquette. Dans ce cas-ci, sa vitesse incidente $v_{z,i}$ augmente avec H par l'accélération due à la gravité g selon $v_{z,i} = \sqrt{2gH}$. On observe une augmentation de ΔL avec H, ce qui nous pousse à fixer une hauteur de chute la plus élevée possible. Pour garder une hauteur confortable, nous choisissons $H = 110$ cm soit une vitesse de la balle d'environ $v_{z,i} \approx 4,6$ m.s^{-1} (et donc une hauteur totale du système de 1,5 m).

L'évolution de ΔL en fonction de l'angle de la raquette α est reportée sur la Figure A.2c. Nous observons un changement de signe à un angle de 40°. Selon le raisonnement adopté plus haut, la raquette qui n'accroche pas la balle renvoie bien la balle plus loin pour des petits angles de la raquette. Après 40° c'est l'inversion de la tendance. Sur la raquette $4r$, la balle rebondit symétriquement (donc presque à l'horizontale) et va donc plonger rapidement, malgré la vitesse en sortie de rebond plus élevée (Figure A.3b). Ainsi, on discrimine bien les mesures autour de 25° et 50°, et l'angle de 45° choisi au départ n'est pas optimal pour observer des différences. Afin de comparer ces deux zones qui semblent favorables pour étudier le rebond de la balle, nous allons étendre les mesures aux autres raquettes.

2.B. Influence expérimentale de l'angle de la raquette sur la distance de rebond

Nous regardons dans cette section comment varie la distance de rebond de la balle, L, en fonction de l'angle de la raquette α, sur tous les revêtements. Nous avons dégrossi le problème dans la partie précédente avec deux raquettes très différentes. Il vient que deux angles d'inclinaison de la surface sont optimaux pour discriminer les distances auxquelles la balle va atterrir. Essayons de voir si c'est le cas pour toutes les raquettes à disposition et si une mesure simple de L peut nous permettre de tirer des conclusions sur le comportement du revêtement.

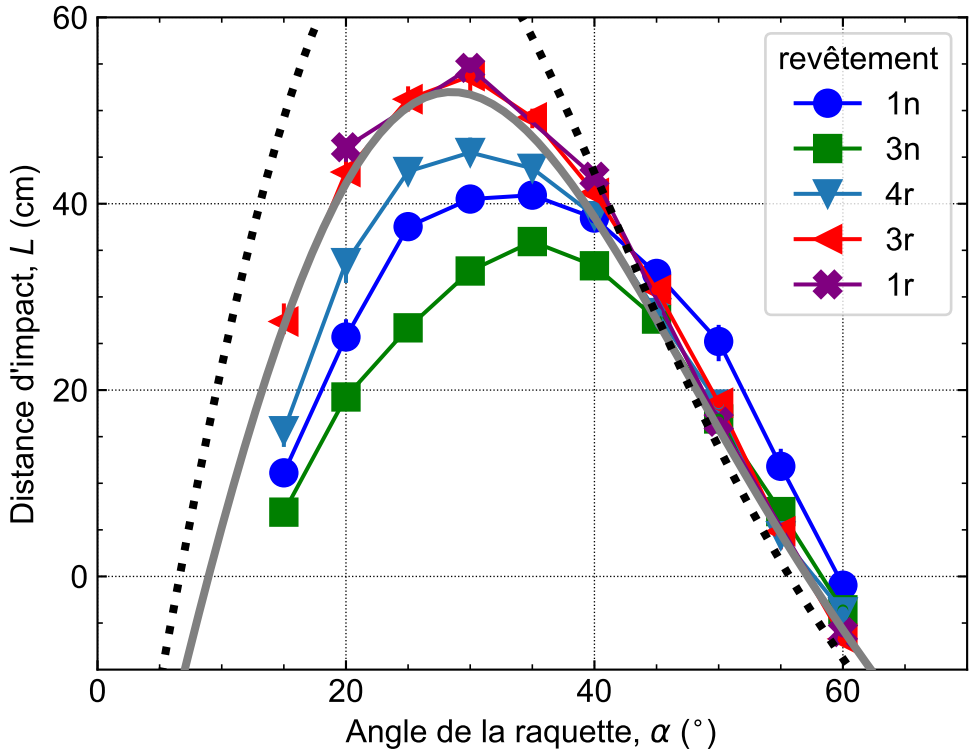

FIGURE A.4 – Distance d'impact au sol de la balle de tennis de table, L, en fonction de l'angle de la raquette α sur laquelle elle rebondit ($H = 90$ cm et $h = 45$ cm). Les revêtements qui accrochent le moins (picots longs $3r$ et $1r$) atteignent une distance L plus élevée à $30°$, mais cette distance chute plus rapidement à $50°$. La ligne continue grise correspond à la prédiction obtenue à partir du modèle analytique développé en 2.C. dans le cas du roulement de la balle ($\varepsilon_t = 3/5$ et $\varepsilon_n = 0,61$). La ligne pointillée noire correspond au cas du glissement parfait de la balle ($\varepsilon_t = 1$ et $\varepsilon_n = 0,61$).

Nous traçons sur la Figure A.4 les évolutions de la distance d'atterrissage de la balle L en fonction de l'angle d'inclinaison de la raquette α, pour quelques revêtements. Il faut bien noter qu'il s'agit ici de la distance d'impact L et non d'une variation ΔL. L'écart se déduit en regardant l'espacement entre deux courbes différentes. Le constat est le même que fait précédemment. Pour toutes les surfaces considérées ici, il y a un écart important autour de $30°$ et $50°$. À $60°$, on atteint les limites du système avec la balle qui atteint le début du carton. Nous retrouvons bien une tendance globale comme décrite sur la Figure A.3, à savoir que les raquettes qui adhèrent fortement, envoient la balle moins loin aux faibles angles α. Il faut noter que les revêtements $1r$ et $3r$, tous deux composés de picots longs et qui présentent des restitutions normales et des rotations similaires, affichent la même tendance de L, ce qui est rassurant. D'autre part, le maximum de distance L, pour les revêtements adhérents, est atteint pour des angles plus élevés. Cela est cohérent avec nos observations précédentes, la trajectoire de la balle se cabre et donc il faut un angle de la raquette plus élevé pour compenser et aller loin.

Tout cela nous fait penser que ces mesures sont fortement influencées par la vitesse de rotation de la balle. Pour vérifier ce lien, nous traçons sur la Figure A.5 la vitesse de rotation mesurée à 45° (dans le chapitre II.1.C.) en fonction de L. Bien que cette distance L n'ait pas été mesurée à 45°, nous allons travailler avec des ordres de grandeur et supposer que la tendance reste valide à 30° et 50°. Aussi, $\omega_{x,r}$ est normalisée par la vitesse incidente de la balle, puisque la vitesse de rotation incidente $\omega_{x,i}$ est nulle.

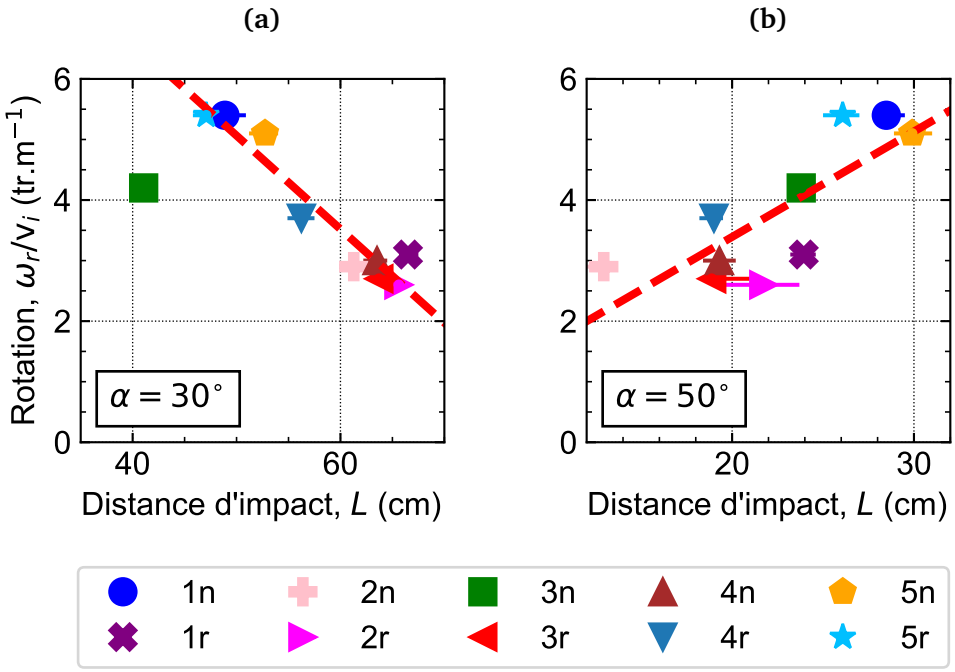

FIGURE A.5 – Vitesse de rotation de la balle normalisée, mesurée à $\alpha = 45°$ dans le chapitre II.1.C., en fonction de la distance de l'impact au sol L mesurée sur ce dispositif expérimental, en **(a)** $\alpha = 30°$ et **(b)** $\alpha = 50°$. Pour ces deux valeurs de l'angle de la raquette, il y a bien un lien entre la distance L mesurée et la rotation estimée de la balle $\omega_{x,r}$ ($H = 110$ cm et $h = 45$ cm).

Effectivement, à 30°, il y a une tendance décroissante de la vitesse de rotation lorsque la distance L mesurée augmente, excepté le revêtement $3n$ qui montre une distance anormalement faible par rapport à la tendance globale. Ce revêtement est d'ailleurs celui qui montre le plus faible coefficient de restitution ε_n, en incidence normale (Figure II.3).

À 50°, la tendance est inversée, il semble que plus la balle a une vitesse de rotation élevée après son rebond, plus elle est éloignée (Figure A.5b). Cela va dans le sens d'une augmentation de la valeur maximale de L, lorsque la surface adhère beaucoup. Dans ce cas, la distance L sera globalement plus faible mais homogène sur une plage de variation de α plus importante. Une autre façon de voir la chose est que l'angle de rebond de la balle se cabre de plus en plus avec l'inclinaison de la raquette, et donc que l'on peut balayer une plage plus importante, sans baisser la distance L atteinte. Il manque des mesures pour faire un tel constat. Tout cela pousse à poursuivre les mesures de vitesses angulaires de la balle en faisant varier l'angle de la surface de contact. Cette étude a été réalisée et sera présentée dans le chapitre IV.

2.C. Prédiction analytique de la distance de rebond

Indépendamment du revêtement impacté, la distance L semble suivre une évolution commune en fonction de l'angle α. Nous allons essayer de rendre compte de cette tendance par un modèle mécanique analytique. Il y a plusieurs paramètres à prendre en compte. Nous avons vu que la trajectoire de la balle se cabre lorsqu'elle tourne rapidement, il y a donc un angle après rebond de la balle à intégrer, noté θ_r.

Nous définissons cet angle θ_r entre la trajectoire réfléchie de la balle et la normale à la raquette $\vec{n}$, et donc $\theta_r < \alpha$ lorsque la balle prend beaucoup d'effet. Cet angle dépend des projections de la vitesse réfléchie de la balle ($\vec{v}_r \cdot \vec{n}$) selon la normale à la raquette, et ($\vec{v}_r \cdot \vec{t}$) selon la direction parallèle dite tangentielle. En notant ces vitesses respectivement $v_{n,r}$ et $v_{t,r}$, nous avons la relation :

$$\tan(\theta_r) = \frac{v_{t,r}}{v_{n,r}}. \tag{IV.17}$$

Dans les caractérisations précédentes, nous avons raisonné en termes de coefficient de restitution de la vitesse ε. En faisant apparaître ces coefficients dans chacune des deux projections, nous obtenons une nouvelle relation de θ_r,

$$\tan(\theta_r) = -\frac{\varepsilon_t\, v_{t,i}}{\varepsilon_n\, v_{n,i}} = \frac{\varepsilon_t}{\varepsilon_n}\, \tan(\theta_i), \tag{IV.18}$$

où i représente les composantes incidentes, avant le rebond de la balle, et $\theta_i \approx \alpha$. Grâce aux équations du mouvement, en supposant que seulement la gravité agit sur la balle (elle arrive donc sur la raquette à la vitesse $v_i = \sqrt{2gH}$) et qu'elle rebondit à un angle θ_r avec la vitesse v_r (position initiale $z_0 = h = 45$ cm), on remonte facilement à la distance L à laquelle la balle atteint le sol ($z = 0$ cm).

On va considérer premièrement le cas extrême où la balle n'acquiert aucune vitesse de rotation $\omega_{x,r}$, c'est-à-dire qu'elle glisse complètement. Cela correspond à aucune perte de vitesse tangentielle, et la restitution $\varepsilon_t = 1$. On remarque que $\omega_{x,r}$ évolue comme $(1 - \varepsilon_t)$. On fixe une restitution normale $\varepsilon_n = 0,61$ (valeur moyenne reportée sur les mesures à 45°). La distance L calculée pour ce cas limite est tracée sur la Figure A.4 par une ligne pointillée noire.

Deuxièmement, on va considérer un autre cas où la balle se met à rouler sans glissement lors de son impact. On peut penser à première vue que cela correspond au cas où l'on obtiendrait le maximum de rotation. On trouve pour le roulement que $\varepsilon_t = 3/5$ (les calculs sont détaillés dans le chapitre III.2.B.1.). Cette nouvelle situation est représentée par la ligne continue grise sur la Figure A.4. La forme des courbes est identique aux mesures expérimentales, semblant valider le modèle analytique simple proposé. Le cas du roulement semble coller parfaitement aux revêtements $3r$ et $1r$ qui correspondent à des picots longs équivalents. Il faut bien noter que l'on a considéré une restitution normale ε_n moyenne. Ce coefficient ne change pas énormément d'une raquette à l'autre (de $0,55$ à $0,66$), mais peut jouer sur la distance L. Numériquement, si on augmente ε_n, on augmente la distance atteinte par la balle, L, sur toute la gamme d'angles α. Cela se comprend bien, la balle a plus de vitesse après le rebond et va donc plus loin. Ainsi, comme toutes les courbes expérimentales sont en dessous de cette courbe théorique de roulement (en gris), il semble que la balle acquière encore plus de rotation et que $\varepsilon_t < 0,6$.

Sur la Figure A.6, on trace la dérivée de la solution analytique de L en fonction de α. En passant du cas de roulement sans glissement ($\varepsilon_t = 0,6$ en bleu) à une vitesse de rotation supérieure (la trajectoire de la balle se cabre et $\varepsilon_t = 0,2$ en vert), on resserre la dérivée autour de 0. On retrouve le même constat fait précédemment : le pic de déplacement L s'atténue et s'élargit lorsque la balle tourne rapidement. Il est également déplacé vers les valeurs élevées d'angle, avec un maximum de distance ($L' = 0$) qui est atteint à un angle de 33°. Ainsi, notre modèle confirme que lorsque la rotation de la balle augmente (et donc que ε_t baisse), la distance maximale atteinte par la balle baisse autour de 30°, mais le décalage augmente la distance atteinte à 50°. On discrimine bien l'aptitude du revêtement à donner de la rotation à la balle par ces mesures.

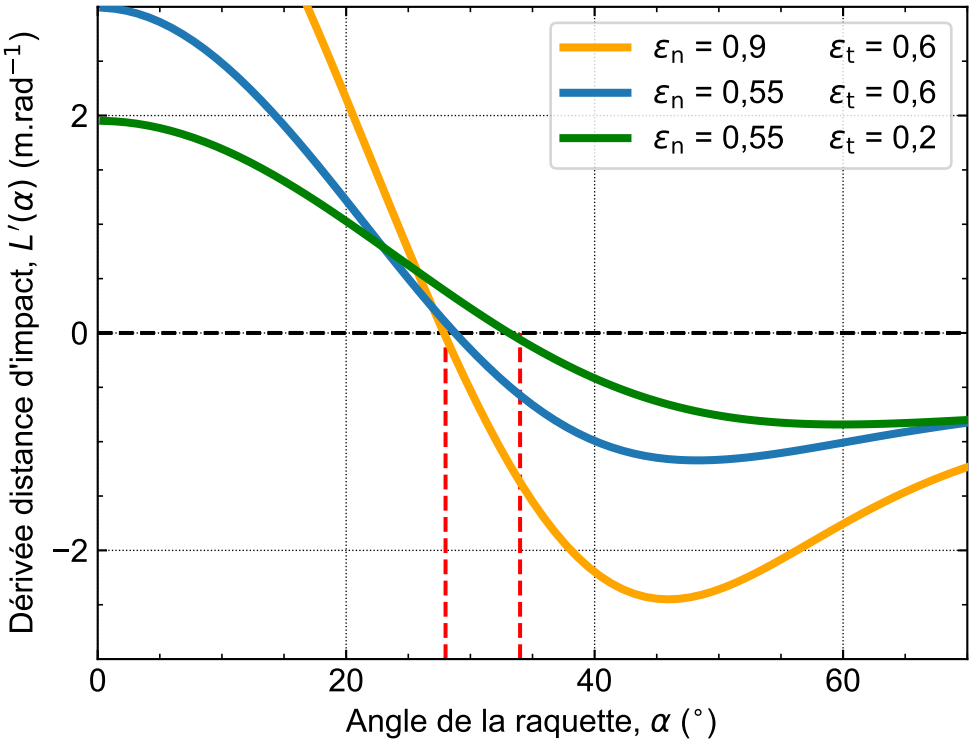

FIGURE A.6 – Dérivée de l'évolution angulaire de la distance d'impact de la balle $L(\alpha)$ en fonction de l'angle d'inclinaison de la raquette α, calculée par le modèle analytique ($H = 90$ cm et $h = 45$ cm). Nous distinguons trois situations distinctes : le roulement de la balle ($\varepsilon_t = 0,6$), une vitesse de rotation beaucoup plus élevée ($\varepsilon_t = 0,2$), et enfin une raquette rapide ($\varepsilon_n = 0,9$).

Maintenant, intéressons-nous à la caractérisation de la restitution en vitesse des revêtements. Il faut se poser la question de ce que l'on entend par revêtement rapide ? Automatiquement, si la balle a beaucoup de rotation, elle rebondit plus proche de la normale $\vec{n}$ et donc garde une bonne restitution normale. Mais d'un point de vue énergétique, si la balle tourne fortement, elle aura une vitesse linéaire totale plus faible après le rebond (moins d'énergie cinétique dans la translation). Si l'on souhaite déterminer les raquettes qui renvoient une vitesse totale élevée après le rebond, il s'agit simplement des raquettes dont la distance L est grande (et donc une faible rotation). Si l'on souhaite prendre en compte seulement la projection normale de la vitesse $v_{n,r}$, il s'agit alors des mesures élevées de L à 30° et 50°. En effet, en augmentant seulement ε_n (de la courbe bleue à orange sur la Figure A.6), on remarque que la dérivée s'écarte verticalement, ce qui traduit une simple augmentation de L sur toute la gamme α. Le maximum de L ($L' = 0$) est atteint au même angle de la raquette. Cela peut expliquer que le revêtement $3n$ ait un comportement anormalement bas sur la Figure A.5a ($\varepsilon_n = 0,55$ le plus faible).

On remarque que la restitution en vitesse de la raquette (ε_n) ainsi que sa capacité à donner une rotation à la balle ($1 - \varepsilon_t$) influencent la distance d'impact de la balle L mesurée à 30° et 50°, mais dans des directions parfois opposées. Cette interaction complexe peut rendre difficile la distinction des propriétés de la raquette. Pour mieux évaluer ces propriétés, il serait judicieux d'effectuer un test secondaire, tel que laisser tomber la balle d'une certaine hauteur sur une raquette horizontale, puis observer la hauteur à laquelle elle rebondit. Cette hauteur de rebond servirait ainsi de mesure pour évaluer la restitution normale de la vitesse ε_n pour en déduire, ensuite, plus facilement ε_t.

3. Discussion sur la pertinence de ce dispositif

Pour résumer, ce dispositif expérimental proposé donne des résultats très convaincants. Il est premièrement simple et déployable rapidement. Il ne suffit que d'une mesure, celle de la distance au sol de l'impact de la balle L, ce qui se fait au moyen d'une règle. Les paramètres du dispositif ont été déterminés pour obtenir une discrimination importante des mesures. Cela correspond à une hauteur de chute de balle sur la raquette H de 110 cm, une hauteur de raquette au sol h de 45 cm et enfin des angles d'inclinaison de la raquette de 30° et 50°. En effet, dans ces deux zones, des écarts importants de la distance d'impact sont observés, mais dans des variations opposées. À 30°, une distance d'impact faible signifie globalement que la balle restitue beaucoup de rotation et vice versa à 50°. Mais cette distance peut être influencée par la restitution en vitesse (normale) qui va tendre à augmenter L. Ainsi, à 30°, si la restitution en vitesse est vraiment mauvaise pour un revêtement, elle aura une tendance anormalement faible de L, qui ne sera pas due à la bonne restitution en vitesse de rotation (exemple du revêtement $3n$). Pour différencier dans quel cas la raquette se situe, il faut alors regarder les valeurs de L à 50°. Dans ce domaine, la tendance de L par la vitesse de rotation ne sera pas influencée par la restitution en vitesse normale de la raquette, les deux contributions vont dans le même sens et augmentent la distance L mesurée. Ce dispositif est donc parfait pour caractériser la capacité d'une raquette à renvoyer de l'effet et de la vitesse.

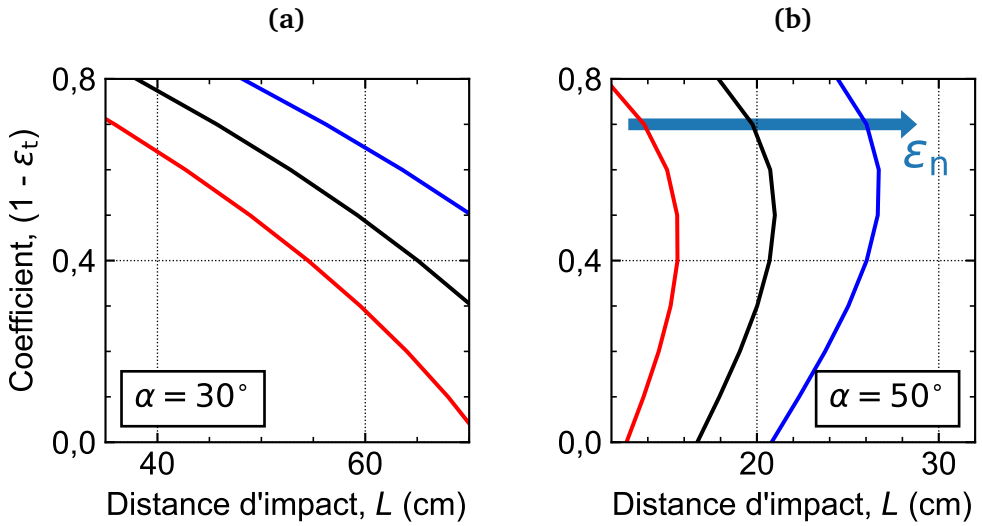

FIGURE A.7 – Prédiction analytique de l'évolution de la vitesse de rotation (qui évolue comme $1 - \varepsilon_t$) avec la distance d'impact de la balle, L, pour un rebond à **(a)** $\alpha = 30°$ et **(b)** $\alpha = 50°$. La même dépendance que sur les données expérimentales de la Figure A.5 est observée. Nous traçons également la dépendance avec la restitution en vitesse normale de la balle ε_n. Les quantités $(1 - \varepsilon_t)$ et ε_n augmentent avec L à $\alpha = 50°$ mais évoluent de façon opposée à $\alpha = 30°$ ($\varepsilon_n = 0,6$ pour la ligne noire, $\varepsilon_n = 0,55$ pour la ligne rouge et $\varepsilon_n = 0,65$ pour la ligne bleue).

Ainsi, afin d'établir un protocole de mesure pour un athlète souhaitant caractériser une raquette inconnue, nous pouvons procéder comme suit. Nous fixons d'abord l'angle d'incidence de la raquette à 50° afin de mesurer la distance d'impact L de la balle. Cette valeur, à comparer avec une courbe maîtresse (Figure A.7b, en noir), détermine la capacité de la raquette à donner de la rotation. Plus L est élevé, plus on restitue de rotation. Ensuite, on change l'angle de la raquette à 30°, où la discrimination des mesures est plus importante, et donc nous pouvons vérifier et/ou corriger les mesures précédentes. Si la nouvelle distance L mesurée est faible par rapport à la courbe maîtresse (Figure A.7a, en noir), c'est que la restitution en vitesse n'est pas bonne, et inversement. Si la mesure de L suit la courbe maîtresse, nous confirmons le point précédent et la restitution normale ε_n se situe dans la moyenne.

Afin de simplifier davantage l'analyse, il est envisageable de proposer une table de correspondance graphique qui met en relation les deux mesures de L avec les propriétés ε_n et ε_t. Pour augmenter la précision des caractérisations, il est possible de combiner cette mesure expérimentale avec une seconde mesure, consistant à lâcher une balle verticalement à la main sur une surface plane, puis à mesurer la hauteur de son rebond, ce qui fournit directement ε_n.

Comme perspectives et axes d'améliorations de ce dispositif, nous pouvons proposer d'améliorer le système de fixation de la raquette. Premièrement, la poignée qui est utilisée pour fixer la raquette se serre fermement à la main et donc peut varier d'un essai à l'autre. Une alternative consiste à utiliser une clé dynamométrique qui permet de garantir un couple de serrage contrôlé. Une autre option est d'utiliser des manchons pneumatiques, similaires à ceux utilisés dans l'industrie pour déplacer des bouteilles en verre, afin de maintenir une pression constante autour du manche de la raquette. Ce système présente également l'avantage de ne pas endommager les raquettes et de mieux simuler le comportement d'une main [11]. On peut imaginer utiliser les mêmes manchons, mis sous pression au moyen d'une pompe à main. Ensuite, comme seulement deux angles nous intéressent, nous pouvons interposer des cales sur 30° et 50° pour faciliter le réglage. Les billes de polystyrène utilisées pour le repérage de l'impact de la balle ne sont pas pratiques si l'on souhaite caractériser rapidement sa raquette (et ranger l'ensemble à la fin) et rajoutent de plus du matériel à transporter. Nous pensons à un repère mobile (petit anneau) dans lequel la balle doit arriver, si les propriétés du revêtement sont identiques à celles souhaitées. Enfin, les courbes maîtresses correspondent aux raquettes que nous avions à disposition, avec un coefficient de restitution normal ε_n moyen calculé précédemment. Nous pouvons les adapter à un joueur ou à un type de raquette afin de gagner en précision.

Dans cette étude, nous espérons vous avoir convaincu qu'un dispositif de caractérisation de raquette, transportable et utilisable par n'importe qui, est faisable. L'optimisation de ce dispositif permet de différencier la rapidité et l'accroche de la raquette, les deux principales propriétés considérées dans cette thèse, par deux angles d'inclinaison de 30° et 50°. Tendre vers une meilleure compréhension des raquettes, devient donc accessible à tous.

En ce qui concerne les joueurs de tennis de table, ce dispositif offrirait la possibilité de changer de raquette avant une compétition afin de se rapprocher des conditions d'entraînement, tout en prenant en compte les conditions spécifiques du lieu de la compétition. Cela semble réalisable si le joueur a la possibilité de s'entraîner sur place avec sa nouvelle raquette au moins une fois.

Références bibliographiques

[1] P. Sarremejane, *Ethique et sport*, Sciences humaines **2016**.

[2] C. Malm, J. Jakobsson, A. Isaksson, *Sports* **2019**, *7*, 127.

[3] R. Dubois, M. Lyons, T. Paillard, O. Maurelli, J. Prioux, *The Journal of Strength & Conditioning Research* **2020**, *34*, 527.

[4] R. McAfee, *Table tennis : Steps to success*, Human Kinetics **2009**.

[5] R. Friedel, *Pioneer plastic : the making and selling of celluloid*, University of Wisconsin Press Madison **1983**.

[6] L. Manin, M. Poggi, N. Havard, *Procedia Engineering* **2012**, *34*, 694.

[7] J. Wang, *Applied Mechanics and Materials* **2012**, *155*, 903.

[8] K. Tiefenbacher, A. Durey, *Int. J. Table Tennis Sci* **1994**, *2*, 1.

[9] Y. Kawazoe, *International Journal of Table Tennis Sciences* **1992**, *1*, 9.

[10] L. Manin, F. Gabert, M. Poggi, N. Havard, *Procedia Engineering* **2012**, *34*, 604.

[11] L. Manin, M. Poggi, C. Bertrand, N. Havard, *Procedia Engineering* **2014**, *72*, 374.

[12] Y. Iino, T. Kojima, *Journal of Sports Sciences* **2016**, *34*, 721.

[13] H. Q. WU, *International Journal of Table Tennis Sciences* **1992**, *1*, 73.

[14] M. Varenberg, A. Varenberg, *Tribology Letters* **2012**, *47*, 51.

[15] R. Cross, *American journal of physics* **2005**, *73*, 914.

[16] K. Tiefenbacher, R. Seydel, A. Durey, *International Journal of Table Tennis Sciences* **1996**, *3*, 51.

[17] R. G. Rinaldi, L. Manin, S. Moineau, N. Havard, *Applied Sciences* **2019**, *9*, 158.

[18] R. G. Rinaldi, L. Manin, C. Bonnard, A. Drillon, H. Lourenco, N. Havard, *Procedia engineering* **2016**, *147*, 348.

[19] J. R. Harrison, *International Journal of Table Tennis Sciences* **2002**, *5*, 96.

[20] S. Araki, S. Sato, H. Yamazaki, *International Journal of Table Tennis Sciences* **1996**, *3*, 17.

[21] R. Cross, *American Journal of Physics* **2000**, *68*, 1025.

[22] C. Cohen, C. Clanet, *Europhysics News* **2016**, *47*, 13.

[23] R. D. Mehta, *Annual Review of Fluid Mechanics* **1985**, *17*, 151.

[24] R. Mehta, F. Alam, A. Subic, *Sports technology* **2008**, *1*, 7.

[25] C. B. Daish, *The physics of ball games*, English Universities Press **1972**.

[26] A. Haron, K. Ismail, *IOP Conference Series : Materials Science and Engineering* **2012**, *36*, 8.

[27] L. P. Cordingley, *Advanced modelling of surface impacts from hollow sports balls*, Ph.D. thesis, Loughborough University **2002**.

[28] R. Cross, *American Journal of Physics* **1999**, *67*, 222.

[29] H. Hertz, *J. für reine und angewandte Mathematik* **1881**, *92*, 156 .

[30] R. H. Bao, T. X. Yu, *Materials & Design* **2015**, *87*, 278.

[31] M. Hubbard, W. Stronge, *Sports Engineering* **2001**, *4*, 49.

[32] X. W. Zhang, Z. Tao, Q. M. Zhang, *Latin American Journal of Solids and Structures* **2014**, *11*, 2607.

[33] T. Rémond, V. Dolique, F. Vittoz, S. Antony, R. G. Rinaldi, L. Manin, J.-C. Géminard, *Physical Review E* **2022**, *106*, 014207.

[34] X. W. Zhang, T. Yu, *International Journal of Nonlinear Sciences and Numerical Simulation* **2012**, *13*, 81.

[35] L. Pauchard, S. Rica, *Philosophical Magazine B-Physics of Condensed Matter Statistical Mechanics Electronic Optical and Magnetic Properties* **1998**, *78*, 225.

[36] N. K. Gupta, G. L. E. Prasad, S. K. Gupta, *Thin-Walled Structures* **1999**, *34*, 21.

[37] D. Karagiozova, X. W. Zhang, T. X. Yu, *Acta Mechanica Sinica* **2012**, *28*, 695.

[38] R. Kitching, R. Houlston, W. Johnson, *International Journal of Mechanical Sciences* **1975**, *17*, 693.

[39] J. G. Deoliveira, T. Wierzbicki, *Journal of Strain Analysis for Engineering Design* **1982**, *17*, 229.

[40] D. P. Updike, A. Kalnins, *Journal of Applied Mechanics* **1970**, *37*, 635.

[41] R. Shorter, J. D. Smith, V. A. Coveney, J. J. C. Busfield, *Journal of Mechanics of Materials and Structures* **2010**, *5*, 693.

[42] R. Cross, *American Journal of Physics* **2014**, *82*, 189.

[43] M. Kondrič, G. Furjan-Mandić, V. Medved, et al., *Acta Universitatis Palackianae Olomucensis* **2006**, *36*, 25.

[44] W. Xie, K. C. Teh, Z. F. Qin, *International Conference of Biomechanics in Sport* **2016**, *34*, 623.

[45] Y. Inaba, S. Tamaki, H. Ikebukuro, K. Yamada, H. Ozaki, K. Yoshida, *Journal of human kinetics* **2017**, *55*, 29.

[46] J. Schindelin, I. Arganda-Carreras, E. Frise, V. Kaynig, M. Longair, T. Pietzsch, S. Preibisch, C. Rueden, S. Saalfeld, B. Schmid, et al., *Nature methods* **2012**, *9*, 676.

[47] J. N. Kapur, P. K. Sahoo, A. K. Wong, *Computer vision, graphics, and image processing* **1985**, *29*, 273.

[48] J. M. Prewitt, M. L. Mendelsohn, *Annals of the New York Academy of Sciences* **1966**, *128*, 1035.

[49] R. Keys, *IEEE transactions on acoustics, speech, and signal processing* **1981**, *29*, 1153.

[50] M. Smith, *ABAQUS/Standard User's Manual, Version 6.9*, Dassault Systemes Simulia Corp **2009**.

[51] L. J. Gibson, *Mrs Bulletin* **2003**, *28*, 270.

[52] R. Bitter, T. Mohiuddin, M. Nawrocki, *LabVIEW : Advanced programming techniques*, Crc Press **2006**.

[53] R. Tain, J.-C. Géminard, V. Dolique, *Rebond et contact : l'exemple du tennis de table*, ENS Lyon **2020**.

[54] J. G. Teng, *Applied Mechanics Reviews* **1996**, *49*, 263.

[55] N. K. Gupta, Venkatesh, *International Journal of Impact Engineering* **2004**, *30*, 1225.

[56] N. K. Gupta, N. M. Sheriff, R. Velmurugan, *International Journal of Solids and Structures* **2007**, *44*, 3136.

[57] X. L. Dong, Z. Y. Gao, T. Yu, *International Journal of Impact Engineering* **2008**, *35*, 717.

[58] N. K. Gupta, N. M. Sheriff, R. Velmurugan, *International Journal of Mechanical Sciences* **2008**, *50*, 422.

[59] S. Knoche, J. Kierfeld, *Physical Review E* **2011**, *84*, 046608.

[60] I. Hutchings, *Journal of Physics D : Applied Physics* **1979**, *12*, 1819.

[61] J. Reed, *Journal of Physics D : Applied Physics* **1985**, *18*, 2329.

[62] Wolfram Research, Inc., Mathematica 13.2 **2022**.

[63] H. Cho, R. G. Rinaldi, M. C. Boyce, *Soft Matter* **2013**, *9*, 6319.

[64] R. Cross, *The Physics Teacher* **2012**, *50*, 25.

[65] K. Zengel, C. Tamer, *American Journal of Physics* **2023**, *91*, 28.

[66] D. Hopkins, J. Patterson, *American Journal of Physics* **1977**, *45*, 263.

[67] M. Carré, T. Asai, T. Akatsuka, S. Haake, *Sports Engineering* **2002**, *5*, 193.

[68] H. Brody, *The Physics Teacher* **1984**, *22*, 494.

[69] R. Cross, *American Journal of Physics* **2002**, *70*, 482.

[70] R. Cross, *American Journal of Physics* **2002**, *70*, 1093.

[71] W. J. Stronge, A. D. C. Ashcroft, *International Journal of Impact Engineering* **2007**, *34*, 1003.

[72] N. Maw, J. Barber, J. Fawcett, *Wear* **1976**, *38*, 101.

[73] N. Maw, J. Barber, J. Fawcett, *Journal of Lubrication Technology* **1981**, *103*, 74.

[74] H. Dong, M. Moys, *Powder Technology* **2006**, *161*, 22.

[75] D. Gorham, A. Kharaz, *Powder Technology* **2000**, *112*, 193.

[76] R. Cross, *Powder Technology* **2019**, *351*, 282.

[77] A. Nakashima, Y. Ogawa, Y. Kobayashi, Y. Hayakawa, *American Control Conference* **2010**, *31*, 1410.

[78] R. Cross, *Sports Engineering* **1999**, *2*, 23.

[79] M. Y. Louge, M. E. Adams, *Physical review E* **2002**, *65*, 021303.

[80] R. Cross, *American Journal of Physics* **2010**, *78*, 716.

[81] R. Cross, *Physics Education* **2019**, *54*, 035009.

Résumé

Dans le cadre des Jeux Olympiques qui se dérouleront à Paris en 2024, une partie de la communauté scientifique s'est engagée dans l'effort pour aider les athlètes français dans leur quête de performance. Dans ce contexte, les pongistes ont exprimé le besoin d'un appui scientifique pour orienter leur choix parmi la multitude de revêtements disponibles pour leurs raquettes, un choix aujourd'hui empirique.

L'objectif de cette thèse est d'identifier les caractéristiques pertinentes d'un revêtement et de comprendre comment elles influencent l'aptitude de la raquette à donner de la vitesse et de l'effet à la balle.

Le problème est abordé expérimentalement, en commençant par l'étude du rebond sur une surface rigide indéformable qui met en évidence la déformation de la balle au cours de l'impact. Complétée de son pendant numérique, elle a, en particulier, permis d'identifier la source de la dissipation d'énergie. L'étude complète du rebond sur substrat solide permet de proposer une loi de choc générale pour un rebond sur la table. Ce travail étendu à différents substrats, mousses ou élastomères, a permis de se rapprocher étape par étape du comportement d'une raquette. Sans notablement affecter la capacité à renvoyer la vitesse, un revêtement mou augmente considérablement la rotation que l'on va pouvoir donner à la balle, grâce à la déformation tangentielle élastique de la surface.

La physique du rebond d'une balle de tennis de table est mieux comprise.

Abstract

As part of the 2024 Olympic Games in Paris, a part of the scientific community has committed to assisting French athletes in their quest for performance. In this context, table tennis players have expressed the need for scientific support to guide their choice among the multitude of available coverings for their rackets, a choice that is currently based on empirical methods.

The objective of this thesis is to identify the relevant characteristics of a covering and understand how they influence the racket's ability to generate speed and spin on the ball.

The problem is approached in an experimental way, starting with the study of the rebound on a rigid and non-deformable surface, which highlights the deformation of the ball during impact. This study was completed by numerical simulations, which allowed to identify the source of energy dissipation. The comprehensive study of the rebound on a solid substrate enables to propose a general collision law for a rebound on the table. This work, extended to different substrates as foams and elastomers, has gradually approached the behavior of a racket. While not significantly affecting the ability to generate speed, a soft covering greatly increases the amount of spin that can be imparted to the ball, thanks to the elastic tangential deformation of the surface.

The physics of the rebound of a table tennis ball is now better understood.