

UNIVERSITE SAAD DAHLAB DE BLIDA

Faculté des Sciences de l'Ingénieur

Département D'Aéronautique

MEMOIRE DE MAGISTER

ETUDE ANALYTIQUE DE L'IMPACT

HYDRODYNAMIQUE ET MODELISATION DE

L'ECOULEMENT POTENTIEL DE L'IMPACT D'FOD

Par

Fatima Zohra BELKHELFA

devant le jury composé de :

Mr REZOUG Tahar	MCA, USDB	Président
Mr ZERGOUG Mourad	CSC, Chaeraga	Examineur
Melle BENKHEDDA Amina	MCB, USDB	Examineur
Mr SEMMAR Djaafar	MCA, USDB	Examineur
Mr BOUKRAA Salah	Professeur, USDB	Rapporteur

Blida, Novembre 2011

الملخص

يندرج هذا العمل في إطار دراسة الأضرار الناجمة عن اصطدام هياكل الطائرة بأجسام خارجية.

الهدف الأساسي من هذا العمل هو دراسة و تحليل عملية اصطدام هيكل ما بجسم مرن ثم تصميم نموذج لحالة الجسم عند الإصطدام , بعد التأكد من مطابقة النموذج, نقوم بتطبيقه لحالة اصطدام صفيحة صلبة بأربعة أنواع من الأجسام المرنة : المطاط, الجيلاتين, الماء والطيور.

تمثل هذه الدراسات للمصممين في مجال الطيران القاعدة الأساسية لتمتين الهياكل الحساسة للطائرة و بالتالي الرفع من سلامة الطيران.

RESUME

Ce travail s'inscrit dans le cadre des études des dommages occasionnés sur des structures aéronautiques suite aux impacts de corps étrangers (FOD).

L'objectif principal de ce travail est d'étudier, de définir, de modéliser et de résoudre numériquement un problème d'impact d'un corps doux sur une structure quelconque. Après la validation du modèle, une plaque plane rigide impactée par quatre différents matériaux à savoir: le caoutchouc, la gélatine, l'eau et l'oiseau, est étudiée.

Ces études représentent aux concepteurs d'aéronefs l'outil de base requis pour développer de meilleurs matériaux et configurations, et par conséquent d'assurer la sécurité de vol.

SUMMARY

This work falls under the category of Foreign Object impact Damages studies on aircraft structures.

The main objective of this work is to study, define, model and solve a soft body impact problem on arbitrary structure. After model validation, the case of a flat plate impacted by four different materials: rubber, gelatin, water, and bird, was considered.

These studies represent the basic tool required for aircraft designers to develop a good materials and configurations, and finally to ensure the flight safety.

DEDICACE

Je dédie ce travail à

Mes très chers parents pour leur sincère amour

Leur générosité, leurs sacrifices

A mes sœurs, a mes frères

Ainsi qu'a toutes ma famille

A mes amis

Au gens qui m'aiment...

A tous encore

UN GRAND

MERCI...

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier le bon « *DIEU ALLAH* » le tout puissant de nous avoir attribué la faveur de réussir nos études.

Je voudrais d'abord remercier les personnes qui de près ou de loin ont contribué à ce modeste travail.

Mes premiers remerciements s'adressent à Mr Boukraa Salah , à Mr Abdoune Faysal, Dirigeants de cette mémoire, aussi à Mr Bey Mohamed, à Mr Medjahad (Directeur de l'Unité de Recherche et de Développement URD), à Mr Mimouni (Responsable de Formations à l'ERMA) pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire et ainsi m'avoir permis de réaliser une thèse dans d'excellentes conditions de travail.

Je remercie les membres de jurys et les invités d'être présents aujourd'hui.

Un grand merci aux travailleurs de L'ERMA, de l'URD et du CDTA. Leur aide et leurs compétences m'ont énormément appris.

Je tiens également à remercier les membres de l'IAB et du Département de Mécanique de Blida pour m'avoir très bien accueilli et intégré dans leur équipe lors de mes études.

Je remercie également Mr Michel Guida membre du département Aerospace Engineering, Italie, Mr William, et Mr Abd Elkader Kherrat qui ont été fortement sollicités et sans qui ce travail n'aurait pu être accompli.

Merci à tous mes compagnons de mémoire.

Enfin, mes remerciements vont à toutes les personnes présentes le // 2011 et en particulier à ma famille qui m'a soutenue durant ces années d'études.

TABLE DES MATIERES

RESUME	1
REMERCIEMENTS	2
TABLE DES MATIERES	3
LISTE DES ILLUSTRATIONS, GRAPHIQUES ET TABLEAUX	7
INTRODUCTION	16
1.GENERALITES SUR LE PERIL ANIMALIER/ LE BIRD-STRIKE	20
1.1.Introduction	20
1.2. Statistiques	21
1.3. Le risque de birdstrike aux aéroports	22
1.4. Les effets opérationnels de birdstrikes	23
1.4.1. Généralités	23
1.4.2. Les birdstrikes de moteur	24
1.5. Exemples de dommages de birdstrike	24
1.5.1. Arrêt-décollage après V1	24
1.5.1.1. Dommages subis par l'avion	25
1.5.2. Ingestion d'oiseaux après Vr	26
1.5.2.1. Le premier cas	26
1.5.2.1.a. Les dommages subis par le moteur droit	27
1.5.2.2. Le second cas	28
1.5.2.2.a. Les dommages subis par les moteurs	29
1.5.3. Ingestion d'oiseaux lors d'une approche interrompue	29
1.5.3.1. Incident similaire à Lille	30
1.5.4. Autres exemples	31
1.6. La ligne de conduite en cas de birdstrike	31
1.6.1. Birdstrike suspecté	31
1.6.2. Birdstrike confirmé	31
1.6.2.1. La vitesse de l'air est inférieure à 100 kt	32
1.6.2.2. La vitesse de l'air est supérieure à 100 kt et inférieure à V1	32
1.6.2.3. La vitesse de l'air est V1 ou supérieure	33

1.7. Les stratégies préventives	33
1.7.1. Au décollage	33
1.7.2. À l'atterrissage	34
2. LA THEORIE HYDRODYNAMIQUE DES CORPS DOUX	35
2.1. Le problème de Bird-Strike	35
2.2. Classification des impacts	35
2.3. Description de la théorie hydrodynamique	36
2.3.1. Processus de l'impact hydrodynamique	36
2.3.1.1. Le régime du choc	37
2.3.1.2. Le régime de détente	38
2.3.1.3. Le régime de l'écoulement stationnaire	39
2.3.1.4. L'arrêt de l'impact	41
2.4. Des considérations spéciales	42
2.4.1. Projectile à lacet	42
2.4.2. Courbure du bord d'attaque du projectile	44
2.4.3. L'impact oblique	44
2.4.3.1. Le régime du choc	45
2.4.3.2. Le régime de détente	45
2.4.3.3. Le régime d'écoulement stationnaire	46
2.4.4. Cible non-rigide	48
3. LE PROGRAMME EXPERIMENTAL POUR LA MESURE ET LA CARACTERISATION DES CHARGES D'IMPACT D'OISEAU	50
3.1. Introduction	50
3.2. Le programme expérimental pour la mesure et la caractérisation des charges d'oiseaux	50
3.3. Les techniques expérimentales	51
3.3.1. Description des techniques de lancement	51
3.3.2. La mesure de la vitesse, de l'endroit, et de l'orientation	54
3.3.3. Les mesures et l'enregistrement de la pression	54
3.4. Les résultats expérimentaux	56
3.4.1. Introduction	56
3.4.2. La durée de l'impact	57
3.4.3. La pression d'impact initial	58

3.4.4. Les pressions de l'écoulement stationnaire	61
3.4.4.1. L'impact normal	61
3.4.4.2. L'impact oblique	63
3.4.4.3. L'oiseau réel	64
4. MODELISATION DE L'ÉCOULEMENT POTENTIEL DES IMPACTS Y COMPRIS D'FOD	67
4.1. Introduction	67
4.2. Description générale de la méthode de singularités de surface	67
4.2.1. La singularité de surface pour des écoulements d'ampleur infinie	68
4.2.2. La complication de l'écoulement d'ampleur finie	71
4.3. Description détaillée de la méthode de résolution	72
4.3.1. L'approximation de la surface du corps	72
4.3.1.1. L'entrée des points nœuds définissant la surface du corps à impacter	73
4.3.1.2. Le calcul des éléments quadrilatéraux	73
4.3.2. La formation de l'élément de surface quadrilatéral plan	74
4.3.3. La formation du système de coordonnées de l'élément	76
4.3.4. Détermination de point nul	80
4.3.5. La formation de La matrice de vecteur des coefficients d'influence	82
4.3.6. Désignation de l'écoulement de début	84
4.3.7. Les équations algébriques linéaires pour les valeurs de la densité de sources de surface	84
4.3.7.1. La formulation des équations	84
4.3.7.2. La solution des équations	85
4.3.8. Le calcul des vitesses et des pressions totales de l'écoulement	86
4.3.9. Description récapitulative du couplage entre le modèle de chargement et l'analyse dynamique structurale	87
5. L'INFORMATION ADDITIONNELLE REQUISE POUR L'APPLICATION DU MODÈLE DE CHARGEMENT	88
5.1. L'information additionnelle requise pour l'application du modèle de chargement	88
5.2. L'application du modèle de chargement à l'impact d'oiseau sur des configurations d'aéronef	90

5.2.1. L'impact d'oiseau sur des structures non rotatives (verrière, aile, empennage, et fuselage)	90
5.2.2. L'impact d'oiseau sur des structures rotatives (aubes)	92
5.3. Résultats d'étude des paramétriques de la géométrie de la tranche d'oiseau	94
6. EXECUTION DU CODE, COMPARAISON ET INTERPRETATION DES RESULTATS	97
6.1. La pression du choc (Hugoniot)	97
6.2. La distribution de la pression de l'écoulement stationnaire	102
6.3. Distribution adimensionnelle de la pression de l'écoulement stationnaire	128
6.4. Interprétation et comparaison des résultats	133
6.4.1. La pression de l'impact initial	133
6.4.2. La pression de l'écoulement stationnaire	133
6.4.2.1. Distribution de la pression pour les impacts normaux	133
6.4.2.2. Distribution de la pression pour les impacts obliques	135
6.4.2.3. Raisonnement	139
6.4.2.4. Un modèle amélioré de l'écoulement de début pour les impacts normaux	139
6.4.2.5. Modélisation de l'écoulement de début pour les impacts obliques	140
6.4. 2.6. Conclusion	140
CONCLUSION	144
APPENDICE A: Liste des symboles	144
APPENDICE B: Organigramme de programmation	150
REFERENCES	151

LISTE DES ILLUSTRATIONS, GRAPHIQUES ET TABLEAUX

Figure1.1: Birdstrikes par région ICAO 1980-96 (Source: ICAO).	21
Figure1. 2: Distribution statistique d'impact sur un avion (Source: Airbus).	21
Figure1. 3: La distribution de birdstrikes basée sur l'altitude (Source: France DGAC).	22
Figure1.4: Bande d'oies du Canada en vol.	23
Figure1.5: Déformation des aubes de fan suite à la l'ingestion d'un goéland .	25
Figure1.6: Déroulement de l'arrêt-décollage .	26
Figure 1.7: Moteur nu (sans tuyère).	27
Figure 1.8: La partie externe de la tuyère d'éjection à 300 m du seuil de la piste 22L.	28
Figure 1.9: Routes migratoires de vanneaux huppés et d'autres espèces comme les rapaces (sur l'aérodrome de Toulouse).	29
Figure 1.10: Présence d'oiseaux sur la piste.	31
Figure 2.1. L'écoulement unidimensionnel du choc.	37
Figure 2.2: L'effet de compressibilité sur la pression d'Hugoniot pour l'eau .	38
Figure 2.3: L'Effet de Compressibilité sur la pression de stagnation dans l'écoulement stationnaire .	41
Figure 2.4: L'arrêt de l'impact .	42
Figure 2.5: L'impact d'un projectile à lacet .	43
Figure 2.6: L'impact d'une surface incurvée sur une cible plane.	44
Figure 2.7: L'impact oblique d'un cylindre sur une plaque rigide.	45
Figure 2.8: La Variation de la pression de choc d'Hugoniot avec l'angle de l'impact pour l'eau.	46
Figure 2.9: La phase de l'écoulement stationnaire d'un impact oblique.	47
Figure 2.10: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire pour un impact de 30 ° d'un jet plan d'eau (Taylor, [3]).	47
Figure 2.11: L'impact sur une cible élastique pendant la phase tôt du choc.	48
Figure 3.1: Le réservoir de stockage de compresseur et les systèmes de réservoir de conduite .	51

Figure 3.2: Le sabot en bois de balsa (Service AEDC) .	52
Figure 3.3: La section de passage silencieuse et le tube décolleur.	53
Figure 3.4: La section d'instrumentation.	55
Figure 3.5: Enregistrement typique de pression -temps pour l'oiseau réel (poulet) de 1800 g nominal. (a) impact de 90°, capteur central ; (b) impact de 45°, capteur central ; (c) impact de 25°, capteur central.	58
Figure 3.6: Les phases de l'impact d'oiseau : (a) l'impact initial, (b) l'affaiblissement de l'impact ; (c) l'écoulement stationnaire ; et (d) l'arrêt de l'impact.	59
Figure 3.7: Pressions d'impact initial (Hugoniot) en fonction de la vitesse d'impact pour l'oiseau réel (poulet) de 1800 g nominal à l'impact normal.	60
Figure 3.8: Pressions d'impact initial (Hugoniot) en fonction de la vitesse d'impact pour l'oiseau réel (poulet) de 1800 g nominal à l'impact de 45°.	60
Figure 3.9: Les pressions d'impact initial (Hugoniot) en fonction de la vitesse d'impact pour l'oiseau réel (poulet) de 1800 g nominal à l'impact de 25°.	61
Figure 3.10: Les ondes de choc et de détente dans l'impact fluide. (a) avant l'impact ; (b) région choquée juste après l'impact ; (c) les ondes de détente ont convergé au point B, l'axe du cylindre ; (d) les ondes de détente ont juste attrapé le centre du choc, point. C.	62
Figure 3.11: La géométrie de l'écoulement dans un impact oblique.	64
Figure 3.12: La distribution normalisée de la pression de l'écoulement stationnaire pour l'oiseau réel (Poulet) de 1800 g nominal le long de l'axe majeur à l'impact normal.	65
Figure 3.13: La distribution normalisée de la pression de l'écoulement stationnaire pour l'oiseau réel (Poulet) de 1800 g nominal le long de l'axe majeur à l'impact de 45°.	66
Figure 3.14: La distribution normalisée de la pression de l'écoulement stationnaire pour l'oiseau réel (Poulet) de 1800 g nominal le long de l'axe majeur à l'impact de 25°.	66
Figure 4.1: Le champ de l'écoulement tridimensionnel.	68
Figure 4.2: La notation utilisée en décrivant le potentiel dû à une distribution de densité de sources de surface.	70

Figure 4.3: La représentation approximative de la surface du corps.	73
Figure 4.4: La définition du vecteur normal sortant.	75
Figure 4.5: Un quadrilatéral plan situé dans le plan x, y .	77
Figure 4.6: Le transfert de l'origine d'un élément quadrilatéral plan, du point moyen au centre de la surface.	80
Figure 5.1: Réponse localement rigide du pare-brise.	91
Figure 5.2: Réponse localement déformée du pare-brise.	92
Figure 5-3: Un modèle de l'impact d'aube.	92
Figure 6.1: Pressions du choc (Hugoniot) en fonction de la vitesse d'impact pour plusieurs corps doux à l'impact normal.	97
Figure 6.2: Pressions du choc (Hugoniot) en fonction de la vitesse d'impact pour plusieurs corps doux à l'impact oblique de 75° .	98
Figure 6.3: Pressions du choc (Hugoniot) en fonction de la vitesse d'impact pour plusieurs corps doux à l'impact oblique de 45° .	98
Figure 6.4: Pressions du choc (Hugoniot) en fonction de la vitesse d'impact pour plusieurs corps doux à l'impact oblique de 25° .	99
Figure 6.5: Pressions du choc (Hugoniot) en fonction de la vitesse d'impact pour plusieurs corps doux à l'impact oblique de 15° .	99
Figure 6.6: Pressions du choc (Hugoniot) en fonction de la vitesse d'impact et de l'angle d'impact pour le caoutchouc (RTV).	100
Figure 6.7: Pressions du choc (Hugoniot) en fonction de la vitesse d'impact et de l'angle d'impact pour l'oiseau (poulet).	100
Figure 6.8: Pressions du choc (Hugoniot) en fonction de la vitesse d'impact et de l'angle d'impact pour la gélatine.	101
Figure 6.9: Pressions du choc (Hugoniot) en fonction de la vitesse d'impact et de l'angle d'impact pour l'eau.	101
Figure 6.10: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe majeur de l'impact normal d'oiseau de 60 g.	102
Figure 6.11: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe majeur de l'impact oblique de 75° d'oiseau de 60 g.	103

Figure 6.12: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe majeur de l'impact oblique de 45° d'oiseau de 60 g.	103
Figure 6.13: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe majeur de l'impact oblique de 25° d'oiseau de 60 g.	104
Figure 6.14: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe majeur de l'impact oblique de 15° d'oiseau de 60 g.	104
Figure 6.15: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe majeur de l'impact normal d'oiseau de 600 g.	105
Figure 6.16: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe majeur de l'impact oblique de 75° d'oiseau de 600 g.	105
Figure 6.17: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe majeur de l'impact oblique de 45° d'oiseau de 600 g.	106
Figure 6.18: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe majeur de l'impact oblique de 25° d'oiseau de 600 g.	106
Figure 6.19: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe majeur de l'impact oblique de 15° d'oiseau de 600 g.	107
Figure 6.20: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe majeur de l'impact normal d'oiseau de 1800 g.	107
Figure 6.21: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe majeur de l'impact oblique de 75° d'oiseau de 1800 g.	108
Figure 6.22: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe majeur de l'impact oblique de 45° d'oiseau de 1800 g.	108

Figure 6.23: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe majeur de l'impact oblique de 25° d'oiseau de 1800 g.	109
Figure 6.24: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe majeur de l'impact oblique de 15° d'oiseau de 1800 g.	109
Figure 6.25: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe majeur de l'impact normal d'oiseau de 3600 g.	110
Figure 6.26: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe majeur de l'impact oblique de 75° d'oiseau de 3600 g.	110
Figure 6.27: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe majeur de l'impact oblique de 45° d'oiseau de 3600 g.	111
Figure 6.28: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe majeur de l'impact oblique de 25° d'oiseau de 3600 g.	111
Figure 6.29: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe majeur de l'impact oblique de 15° d'oiseau de 3600 g.	112
Figure 6.30: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe mineur de l'impact normal d'oiseau de 60 g.	112
Figure 6.31: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe mineur de l'impact oblique de 75° d'oiseau de 60 g.	113
Figure 6.32: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe mineur de l'impact oblique de 45° d'oiseau de 60 g.	113
Figure 6.33: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe mineur de l'impact oblique de 25° d'oiseau de 60 g.	114

Figure 6.34: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe mineur de l'impact oblique de 15° d'oiseau de 60 g.	114
Figure 6.35: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe mineur de l'impact normal d'oiseau de 600 g.	115
Figure 6.36: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe mineur de l'impact oblique de 75° d'oiseau de 600g.	115
Figure 6.37: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe mineur de l'impact oblique de 45° d'oiseau de 600g.	116
Figure 6.38: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe mineur de l'impact oblique de 25° d'oiseau de 600g.	116
Figure 6.39: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe mineur de l'impact oblique de 15° d'oiseau de 600g.	117
Figure 6.40: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe mineur de l'impact normal d'oiseau de 1800 g.	117
Figure 6.41: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe mineur de l'impact oblique de 75° d'oiseau de 1800 g.	118
Figure 6.42: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe mineur de l'impact oblique de 45° d'oiseau de 1800 g.	118
Figure 6.43: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe mineur de l'impact oblique de 25° d'oiseau de 1800 g.	119
Figure 6.44: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe mineur de l'impact oblique de 15° d'oiseau de 1800 g.	119

Figure 6.45: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe mineur de l'impact normal d'oiseau de 3600 g.	120
Figure 6.46: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe mineur de l'impact oblique de 75° d'oiseau de 3600 g.	121
Figure 6.47: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe mineur de l'impact oblique de 45° d'oiseau de 3600 g.	121
Figure 6.48: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe mineur de l'impact oblique de 25° d'oiseau de 3600 g.	122
Figure 6.49: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe mineur de l'impact oblique de 15° d'oiseau de 3600 g.	122
Figure 6.50: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la propriété du matériau (densité) le long de l'axe mineur pour l'impact normal de 3600 g et de 300 m/s.	123
Figure 6.51: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la propriété du matériau (densité) le long de l'axe mineur pour l'impact oblique de 75°, de 3600 g, et de 300 m/s.	123
Figure 6.52: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la propriété du matériau (densité) le long de l'axe mineur pour l'impact oblique de 45°, de 3600 g, et de 300 m/s.	124
Figure 6.53: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la propriété du matériau (densité) le long de l'axe mineur pour l'impact oblique de 25°, de 3600 g, et de 300 m/s.	120
Figure 6.54: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la propriété du matériau (densité) le long de l'axe mineur pour l'impact oblique de 15°, de 3600 g, et de 300 m/s.	124
Figure 6.55: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la propriété du matériau (densité) le long de l'axe majeur pour l'impact normal de 3600 g, et de 300 m/s.	125

Figure 6.56: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la propriété du matériau (densité) le long de l'axe majeur pour l'impact oblique de 75°, de 3600 g, et de 300 m/s.	125
Figure 6.57: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la propriété du matériau (densité) le long de l'axe majeur pour l'impact oblique de 45°, de 3600 g, et de 300 m/s.	126
Figure 6.58: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la propriété du matériau (densité) le long de l'axe majeur pour l'impact oblique de 25°, de 3600 g, et de 300 m/s.	126
Figure 6.59: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la propriété du matériau (densité) le long de l'axe majeur pour l'impact oblique de 15°, de 3600 g, et de 300 m/s.	127
Figure 6.60: La distribution de la pression de l'écoulement stationnaire le long de l'axe principal pour l'impact normal d'oiseau de 60 g, 600g, 1800 g, et 3600 g.	128
Figure 6.61: Comparaison des distributions de pression de l'écoulement stationnaire le long de l'axe principal pour des impacts normaux .	128
Figure 6.62: La distribution normalisée de la pression de l'écoulement stationnaire d'oiseau réel (poulet) de 1800 g nominal le long de l'axe majeur à l'impact normal.	129
Figure 6.63: La distribution normalisée de la pression de l'écoulement stationnaire d'oiseau réel (poulet) de 1800 g nominal le long de l'axe majeur à l'impact de 45 degrés.	130
Figure 6.64: La distribution normalisée de la pression de l'écoulement stationnaire d'oiseau réel (poulet) de 1800 g nominal le long de l'axe majeur à l'impact de 25°.	131
Figure 6.65: les distributions de pression de l'écoulement stationnaire le long d'axe mineur pour l'oiseau réel calculées avec modèle de chargement pour les angles d'impact, 90°, 45°, et 25°.	132
Figure 6.66: Comparaison des distributions de la pression de l'écoulement stationnaire le long de l'axe mineur pour la glace, et l'oiseau réel.	132
Figure 6.67: Comparaison des frontières de jet pour les jets bidimensionnels et axisymétriques.	140

Tableau 5. 1: Fiche technique de données d'entrée au calcul d'aube (oiseau de 3-oz).	95
Tableau 5.2:. Fiche technique de données d'entrée au calcul d'aube (oiseau de 1,5 lb).	96

INTRODUCTION

Un des risques principaux à la sûreté de vol aujourd'hui est l'impact des oiseaux. Particulièrement tous les composants de la structure (aile, empennage, pare-brise, aubes, et le nez) de l'avion sont vulnérables au dommage.

La grêle, les tôles de glace, et les oiseaux sont périodiquement ingérés à l'intérieur des moteurs d'avion pendant les opérations de décollage, de vol, et d'atterrissage. Les dommages résultants aux composants d'avion tels que les aubes du fan moteur et les pare-brise peuvent mener à la destruction de l'avion et de l'équipage. Une des menaces les plus sérieuses, particulièrement dans le vol à grande vitesse aux basses altitudes, est l'ingestion d'oiseaux dans le moteur. Les éléments d'un turbo jet les plus vulnérables à l'impact de glace ou d'oiseaux "dommages d'objet étranger (FOD)" sont les aubes du premier étage de fan. Les turbo jets conventionnels en service subissent des dommages relativement mineurs avec seulement de rares cas de défaillance catastrophique lorsque des oiseaux ou de la glace sont ingérés. Les premiers étages de ces moteurs ont des aubes "épaisses" de titane ou d'acier inoxydable et tournent à des vitesses de rotation modérées (principalement limitées par le rapport force/poids des matériaux de l'aube). Cependant, les moteurs avancés actuellement développés ont des aubes minces avec des bords d'attaque pointus et des vitesses de rotation élevées afin d'obtenir l'efficacité aérodynamique à grande vitesse. Des efforts pour augmenter la performance des moteurs conventionnels envisagent l'utilisation des matériaux composites légers pour réaliser des vitesses de rotation de fan élevées et des rapports de puissance/poids plus élevés. Les deux directions dans l'évolution du fan de turbo jet posent des problèmes de conception sévères pour un développement réussi d'une nouvelle génération des aubes de fan résistantes à l'FOD.

Une étude statistique ainsi que les mesures prises aux niveaux des aéroports pour diminuer le risque de l'impact d'oiseau avec différents exemples d'incidents causés par ce péril animalier sont présentées dans le chapitre 1.

En raison de l'importance de ce problème. La NASA et l'Armée de l'Air américaine ont initié des programmes étendus améliorant la tolérance des composants critiques de l'avion à l'impact en développant de meilleurs matériaux et de meilleures conceptions structurales. Cependant, le travail était gêné par un manque de compréhension de l'événement réel de l'impact. La recherche fondamentale est nécessaire pour définir: 1) les charges produites sur les structures pendant l'impact qui est le but de notre travail, 2) la réponse des diverses structures à ces charges.

Le travail pour définir les charges de l'impact d'oiseau été conduit dans le laboratoire de matériaux de l'Armée de l'Air. C'est un problème très compliqué puisque les charges sont réellement couplées à la réponse de la structure. Afin de simplifier ceci, les chercheurs ont décidé de désaccoupler les charges de la réponse de la cible. Ceci est accompli en étudiant l'impact des oiseaux contre une surface rigide.

En 1978, WILBECK [1] a traité l'impact d'un oiseau sur une plaque rigide comme processus d'un fluide dynamique instationnaire et a développé une analyse unidimensionnelle simplifiée d'un cylindre homogène circulaire- droit d'un matériau de corps-doux impactant normalement sur une plaque rigide. Cette théorie hydrodynamique appliquée à l'impact d'un corps doux contre une cible plane est présentée dans le chapitre 2. Des concepts de diverses disciplines ont été combinés pour développer une théorie complète de l'impact. Initialement, l'impact normal d'un cylindre circulaire droit sur une plaque rigide est considéré. Ensuite, plusieurs cas spéciaux sont considérés, y compris l'impact oblique, l'impact d'un projectile à lacet, l'impact d'un projectile avec un bord d'attaque incurvé, et l'impact sur une cible non-rigide.

Le chapitre 3 décrit le travail expérimental qui a été conduit par BARBER [4] à l'institut de recherche de Dayton. Cette section contient une description des techniques expérimentales employées pour obtenir des mesures de pression

temporellement résolues durant l'impact d'oiseau sur une plaque rigide. Des descriptions de la gamme expérimentale et de la technique de lancement, de l'instrumentation de la cible, et de la collection de données sont également présentées.

Le progrès dans le développement des aubes de fan résistantes à l'FOD a été aussi gêné par le manque de compréhension des mécanismes de l'échec de l'FOD, et le manque d'un outil d'analyse de l'aube capable de prévoir la réponse de l'aube du fan au chargement de l'impact. Le développement récent des programmes de l'analyse dynamique structurale sophistiqués basés sur la méthodologie d'éléments-finis donne aux concepteurs d'aubes du fan l'outil de base requis pour déterminer la réponse structurale au chargement de l'impact. Afin d'utiliser et de profiter de la puissance de ces codes machine bien-développés d'éléments-finis pour l'analyse d'aube ou d'autre structure, un modèle physiquement correct et précis pour le processus de l'impact est encore exigé.

Le chapitre 4 décrit un modèle de chargement d'impact des corps doux sur n'importe quelle configuration et qui est spécifiquement conçu pour être interfacé avec les codes de l'analyse structurale d'éléments-finis. Ce chapitre décrit une méthode générale pour prévoir la distribution de la pression générée par l'écoulement d'état stationnaire d'un jet cylindrique impactant sur n'importe quel corps tridimensionnel. Une analyse de l'écoulement potentiel quasi-stationnaire est appliquée au problème de l'impact du jet réduisant de ce fait le problème de l'impact au problème de résolution de l'équation de Laplace. La technique de singularité de surface est employée pour résoudre l'équation de Laplace. Un programme ordinateur pour le calcul des distributions de la pression sur des éléments tournants et non-tournants est décrit.

Les investigations sur l'impact ont fourni l'information additionnelle requise pour obtenir une compréhension fondamentale du processus de l'impact qui est particulièrement importante pour modéliser les impacts, cette information additionnelle est présentée dans le chapitre 5 et est basée sur la première observation, et la plus importante, que les impacts d'oiseau ou de glace sont principalement fluide dynamique en nature et que les effets visqueux peuvent être ignorés. Pour le cas des éléments tournants une deuxième observation, qui est

particulièrement importante pour modéliser les impacts sur des aubes de fan, est l'action de découpage en tranches de l'objet impactant par le bord d'attaque de l'aube. Cette deuxième observation signifie fondamentalement que le processus entier de l'impact d'un oiseau, d'un grêlon, ou d'un bloc de glace heurtant une aube de fan peut être raisonnablement modéliser par des méthodes d'analyse de dynamique de fluide sans devoir considérer la contrainte de tension ou de compression de l'objet impactant.

Le programme ordinateur de modèle de chargement est spécifiquement développé pour s'interfacer avec les programmes d'analyse de la structure d'éléments-finis. Donnant la forme instantanée de la surface impactée et la vitesse de déplacement, le programme de modèle de chargement calcule la distribution de la pression existante sur la surface impactée. La forme de la surface d'impact est introduite au modèle de chargement sous forme de coordonnées de point de surface nodale d'éléments finis. De cette information, le programme ordinateur de modèle de chargement construit un système avec des éléments quadrilatéraux couvrants la surface impactée. Une distribution uniforme de sources du fluide dynamique d'intensités inconnues mais déterminables est appliquée à chacun de ces éléments quadrilatéraux. L'intensité de chaque distribution de source est déterminée à partir des considérations de conditions aux limites. Le champ de la vitesse du jet et la distribution de la pression sont finalement déterminés à partir du champ de vitesse induit par la distribution des sources sur la surface d'impact combinée avec le champ de vitesse du jet qui existerait sans présence de la surface impactée.

En exécutant ce programme ordinateur des résultats pour la distribution de la pression sur une plaque plane suite à l'impact de plusieurs corps doux sont obtenus avec une énorme gamme de variables. L'interprétation de ces résultats avec un nombre limité de comparaisons entre la distribution de la pression obtenue par le programme ordinateur et les pressions d'impact mesurées sont incluses dans le chapitre 6.

A la fin de ce travail une conclusion générale est présentée.

CHAPITRE 1

GENERALITES SUR LE PERIL ANIMALIER/ LE BIRD-STRIKE

1.1. Introduction

Les risques de collision avec des oiseaux (birdstrike en anglais) ne sont pas continus tout au long de l'année et dépendent de leur activité. Afin d'assurer sa survie, l'oiseau a l'impératif besoin de satisfaire à un nombre d'exigences biologiques : se nourrir, se reposer et se reproduire. La durée de ces activités varie selon l'espèce, le milieu où vit l'oiseau et la saison. Les périodes migratoires (mars et octobre), la période de l'envol des jeunes non habitués aux avions (juin et juillet) ainsi que l'aube et le crépuscule sont les périodes où le risque de collision est le plus élevé. La connaissance des types d'oiseaux sur les aérodromes, de leur comportement et de leurs habitudes sont indispensables pour lutter efficacement contre le risque aviaire.

La prévention du risque animalier consiste à identifier et évaluer le danger que constitue la présence d'animaux pour que des mesures visant à réduire les risques associés soient le plus efficace possible.

Les incidents présentés dans ce chapitre, sélectionnés parmi un grand nombre, exposent les principaux risques consécutifs à une ingestion d'oiseaux par les réacteurs. Les accidents récents survenus en novembre 2008 à Rome et en janvier 2009 dans le fleuve Hudson soulignent la nécessité de prendre la mesure de ces risques.

L'expérience en service prouve que les événements de birdstrike sont communs. Les pilotes peuvent prévoir à rencontrer de deux à cinq birdstrikes pendant leur carrière.

1.2. Statistiques

L'Administration Fédérale Américaine de l'Aviation (FAA), a rapportée plus de 33000 birdstrikes d'avion civil entre 1990 et 2000. Les différentes régions du monde ont différents niveaux d'exposition au risque de birdstrike, comme représenté dans la Figure (1.1).

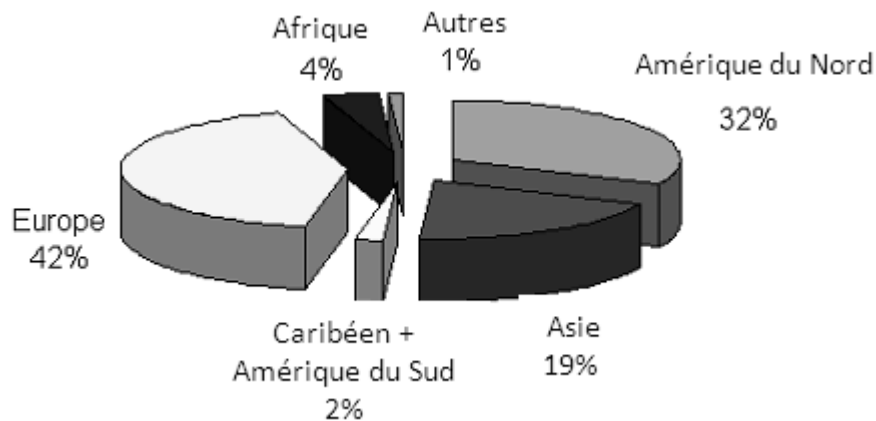


Figure1.1: Birdstrikes par région ICAO 1980-96 (Source: ICAO).

Les endroits et les pourcentages des impacts montrés dans l'illustration suivante sont basés sur des statistiques des rapports de pilote (CRM) et d'entretien.

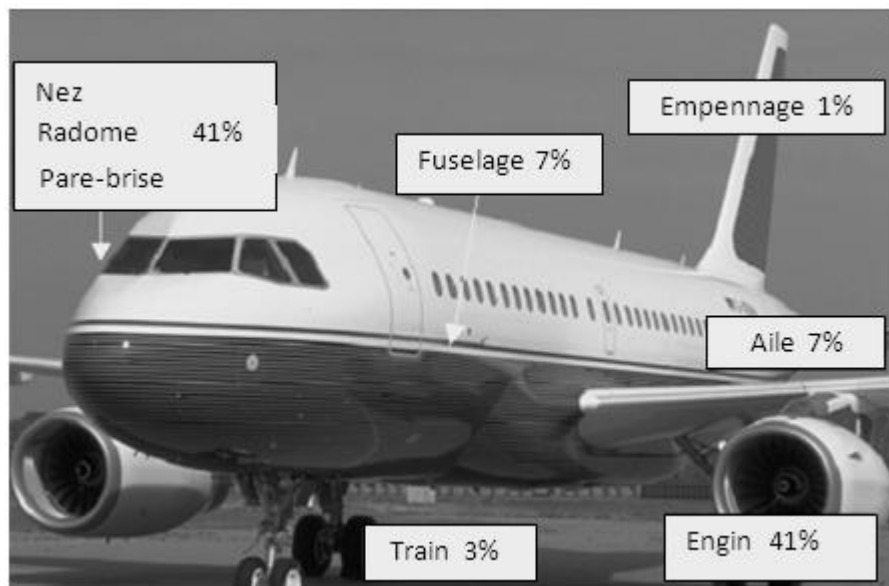


Figure1. 2: Distribution statistique d'impact sur un avion (Source: Airbus).

L'Administration de l'Aviation Civile (CAA) du Royaume-Uni estime que les avions de plus de 12500 livres (5700 kilos) heurtent un oiseau environ une fois chaque mille vols, 15 à 20% de birdstrikes cause l'endommagement de l'avion.

La majorité de birdstrikes se produisent à très basses altitudes, en-dessous de 500 pieds au-dessus de niveau du sol.



Figure1. 3: La distribution de birdstrikes basée sur l'altitude (Source: France DGAC).

1.3. Le risque de birdstrike aux aéroports

Au début des années 50, les oiseaux sont devenus un risque pour l'aéronautique, suite au développement des turbo-jets. Les aéroports ont adopté des méthodes d'effarouchement d'oiseau, telles que les dispositifs audio et visuels, ou l'utilisation des prédateurs naturels, tels que les faucons, sans obtenir de remarquables résultats.

La meilleure manière d'éviter les oiseaux aux aéroports a semblé être de rendre les aéroports moins attrayants aux oiseaux :

- L'herbe courte autour des aéroports a été progressivement remplacée par la gestion d'herbe haute, dans lesquels les oiseaux ont le débarquement difficile.

- Les bruyères (lande), ou secteurs de pauvre absorption de l'eau, ont été transformés en zones boisées, où l'espèce d'oiseau à poids-léger a remplacé les oiseaux plus dangereux de poids-lourd, comme les mouettes ou les oies (la Figure 1.4).
- Des activités agricoles aux aéroports sont étroitement surveillées, pour s'assurer qu'elles ne vont pas attirer la faune.
- Les décharges, qui fournissent une source importante de nourriture pour la faune, étaient enlevées des secteurs proches des aéroports.



Figure1.4: Bande d'oies du Canada en vol.

1.4. Les effets opérationnels de birdstrikes

1.4.1. Généralités

L'analyse d'événements dans le service d'Airbus montre ce qui suit:

- Un birdstrike sur cinq cause l'endommagement à l'avion.
- Deux birdstrikes sur trois causent soit un retard d'une heure et demi pour le contrôle d'un avion et du moteur, ou un long retard pour le changement du moteur ou la réparation de la structure.

- Après un birdstrike pendant le décollage ou la montée, un avion sur trois ne vole pas à la destination (RTO, IFTB ou déviation).
- Le Birdstrike sur le radôme peut de manière significative augmenter la consommation de carburant, due à l'augmentation de la traînée.

1.4.2. Les birdstrikes de moteur

En particulier, les événements liés aux moteurs ont indiqué que:

- Approximativement 50 % de birdstrikes de moteur endommagent l'engin.
- Quand une panne moteur se produit et endommage le moteur, habituellement :
 - * les aubes du fan sont endommagées avec des vibrations significatives.
 - * la température des gaz d'échappement (EGT) augmente.
- Approximativement 20 % de birdstrikes de moteur au décollage et à la montée causent un retour du vol (IFTB).
- Approximativement 25 % de birdstrikes de moteur au décollage résultent à l'équipage de vol de rejeter le décollage.
- Seulement 2% des birdstrikes de moteur exigent de l'équipage de vol d'arrêter le moteur.

1.5. Exemples de dommages de birdstrike

Les dommages sont habituellement proportionnels à la taille d'oiseau et à l'arrangement de poussée du moteur. Les petits oiseaux tels que les "étourneaux", pesant approximativement 80 grammes (2.8 onces) peuvent causer des dommages de moteur particulièrement quand la poussée est élevée. Par exemple ;

1.5.1. Arrêt-décollage après V1

L'équipage d'un A321 effectue sa quatrième rotation de la journée. Il s'aligne en piste 20 à Ajaccio à partir de la bretelle D⁽¹⁾. Il y a des nuages épars à une hauteur de 600 ft et il pleut. Le copilote, PF, applique la poussée de décollage sans marquer d'arrêt sur la piste. Peu après l'annonce «100 noeuds », l'attention

¹ Des travaux au seuil neutralisent les 435 premiers mètres.

du commandant de bord est attirée par l'envol de plusieurs goélands sur le côté droit de la piste, devant l'avion. Il décide de poursuivre le décollage. Deux secondes plus tard, un bruit sourd et des vibrations significatives sont perçues dans le poste de pilotage au moment où le commandant de bord annonce « V1 ». Il réduit la poussée et réalise que la vitesse indiquée est supérieure à V1. Malgré un freinage manuel maximum, l'utilisation des inverseurs de poussée et la sortie automatique des spoilers, l'équipage craint de ne pouvoir arrêter l'avion avant l'extrémité de piste et la mer. Il décide de prendre la bretelle de dégagement A située à son extrémité. L'équipage arrête l'avion sur la voie de circulation. Après examen visuel de l'avion par les services de sécurité et d'incendie, l'équipage roule vers l'aire de stationnement et le débarquement des passagers s'effectue normalement.

La première action de freinage a été enregistrée 14 kt au-delà de V1, soit deux à trois secondes après l'annonce V1.

1.5.1.1. Dommages subis par l'avion

Un goéland a été ingéré par le moteur droit. Plusieurs aubes de fan ont été endommagées et ont dû être remplacées. L'analyse des paramètres enregistrés indique que l'ingestion du goéland n'a pas entraîné de perte de poussée sur ce moteur.

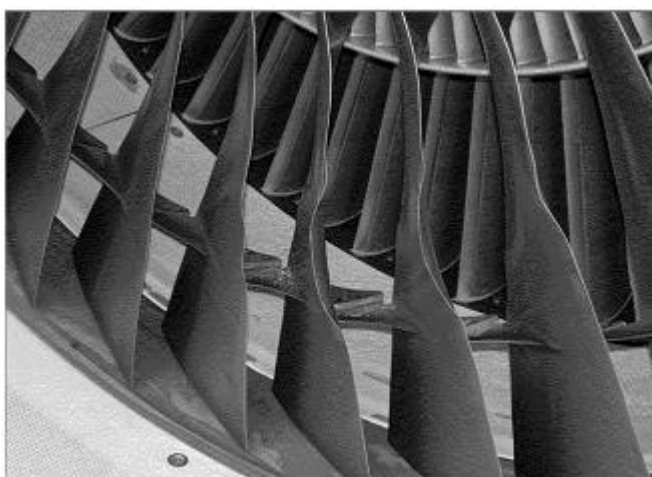


Figure1.5: Déformation des aubes de fan suite à la l'ingestion d'un goéland.

La fin du freinage réalisée en virage sur la bretelle de dégagement à une vitesse d'environ 25 kt a entraîné une accélération latérale nécessitant une vérification du train d'atterrissage.

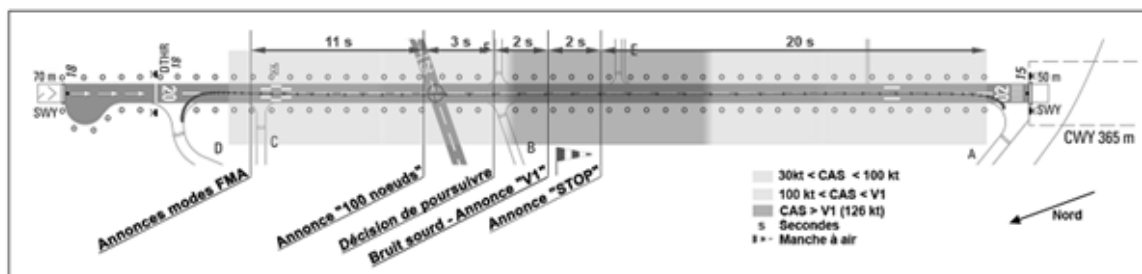


Figure 1.6: Déroulement de l'arrêt-décollage.

1.5.2. Ingestion d'oiseaux après Vr

1.5.2.1. Le premier cas

L'équipage d'un B 767-300 est autorisé au décollage en piste 04R à Nice. Le copilote est PF. Le temps est brumeux et pluvieux.

A la rotation, l'équipage aperçoit une nuée d'oiseaux sur la droite de la piste. Alors que l'avion décolle, l'équipage entend de multiples impacts et des bruits inhabituels en provenance des moteurs. Il ressent des vibrations et un mouvement de lacet vers la droite. Le PF vire à droite pour se conformer à la trajectoire de départ en cas de panne moteur. L'avion entre dans les nuages. L'équipage réduit la poussée sur le moteur droit et les vibrations diminuent. Il n'y a pas d'alarme et les paramètres des moteurs se stabilisent. N'ayant aucune indication de feu et craignant que le moteur gauche n'ait également ingéré des oiseaux, le commandant de bord décide de ne pas procéder à l'arrêt du moteur droit.

Le PF continue la montée jusqu'à 3000 ft puis engage le pilote automatique. Le commandant de bord déclare une situation d'urgence et demande une assistance au contrôleur qui autorise l'avion à atterrir en piste 04L⁽²⁾. Lors du roulement à l'atterrissage, le PF utilise les inverseurs de poussée. La température EGT du moteur droit augmente. L'équipage procède à l'arrêt de ce

² La piste 04R est plus longue mais les moyens de guidage sont indisponibles.

moteur une fois l'avion immobilisé. Après une inspection des services de sécurité et d'incendie, l'équipage roule vers une aire de stationnement.

1.5.2.1.a. Les dommages subis par le moteur droit

Les restes de neuf "goélands leucophée" ⁽³⁾ ont été retrouvés sur la piste. De nombreux débris du moteur droit ont été retrouvés sur la piste sur une longueur de 1 200 mètres. La partie externe de la tuyère d'éjection était à 300 mètres du seuil de piste 22L.



Figure 1.7: Moteur nu (sans tuyère)

Trois goélands ont heurté deux aubes de fan du moteur droit. Celle qui a été touchée par deux d'entre eux a cassé. Les fragments d'aubes ont ensuite fortement endommagé les bords d'attaque des autres aubes. Les débris ont traversé la tuyère d'admission et l'ont percée en cinq endroits. Un de ces débris a percé le capot moteur et a été projeté à l'extérieur mais sans assez d'énergie pour endommager le fuselage. La séparation de la tuyère d'éjection est due aux vibrations à la suite de la rupture des aubes. La conduite entre le filtre à huile et la pompe de récupération a été sectionnée. Le réservoir d'huile s'est vidé et les roulements qui n'étaient plus lubrifiés, ont été endommagés ou ont fondu. Le moteur ne présente aucune trace de feu.

³ Ils pèsent entre 600 g et 1,8 kg et peuvent avoir une envergure d'1,40 mètre. Ces oiseaux viennent sur les aérodromes pour se nourrir. Ils peuvent aussi s'y reposer par conditions météorologiques défavorables.



Figure 1.8: La partie externe de la tuyère d'éjection à 300 m du seuil de la piste 22L.

1.5.2.2. Le second cas

Un jour de décembre, l'équipage d'un A321 s'aligne pour décoller sur la piste 32R à Toulouse quand le pilote d'un Embraer 135 annonce en dégageant cette même piste «il y avait de nombreux oiseaux le long de la piste, sur la piste». Le contrôleur tour annonce qu'il a reçu l'information et autorise l'équipage de l'A321 à décoller. Le copilote est PF.

A la rotation, les pilotes voient des vanneaux s'envoler et entendent des chocs sur les côtés de l'avion. D'importantes vibrations au niveau du fan (N1) du moteur gauche déclenchent l'alarme «advisory» ECAM⁽⁴⁾ associée à ce moteur une seconde après l'envol. Le commandant de bord annonce au contrôleur qu'il a heurté des oiseaux et qu'il envisage de revenir atterrir en effectuant un circuit de piste. Lorsque l'avion atteint l'altitude autorisée par le contrôleur, l'équipage exécute la procédure anormale Vibrations Réacteur Elevées. La réduction de poussée fait augmenter les vibrations au niveau du fan du moteur droit ce qui déclenche également l'alarme advisory ECAM associée. Les deux alarmes advisory ECAM disparaissent lorsque l'équipage réduit les paramètres N1 en deçà de 60 % pour le moteur droit et de 52 % pour le moteur gauche. L'équipage déconnecte le pilote automatique. La poussée affichée ne permet de maintenir qu'une vitesse inférieure de 10 kt à la vitesse d'évolution affichée au PFD. L'équipage démarre l'APU.

⁴ Le niveau de vibrations était supérieur au niveau maximal affiché à l'ECAM.

Lors du roulement à l'atterrissage, l'équipage utilise les inverseurs de poussée au ralenti afin d'éviter les vibrations. A l'arrêt des moteurs sur l'aire de stationnement, l'assistant au sol aperçoit une fuite de carburant sur le moteur gauche et prévient l'équipage qui active les coupes feu. La fuite s'arrête.

1.5.2.2.a. Les dommages subis par les moteurs

Les restes de trois vanneaux huppés ont été trouvés sur la piste.

L'examen du moteur gauche montre un endommagement important sur la plupart des aubes de fan, une perforation de l'entrée d'air ainsi que l'arrachement de matière autour du fan et sur les panneaux acoustiques. Le moteur gauche a été changé. Sur le moteur droit, quatre aubes de fan ont été changées. Un point fixe a permis de contrôler le niveau de vibrations. Aucun défaut n'a été constaté à l'endoscopie.

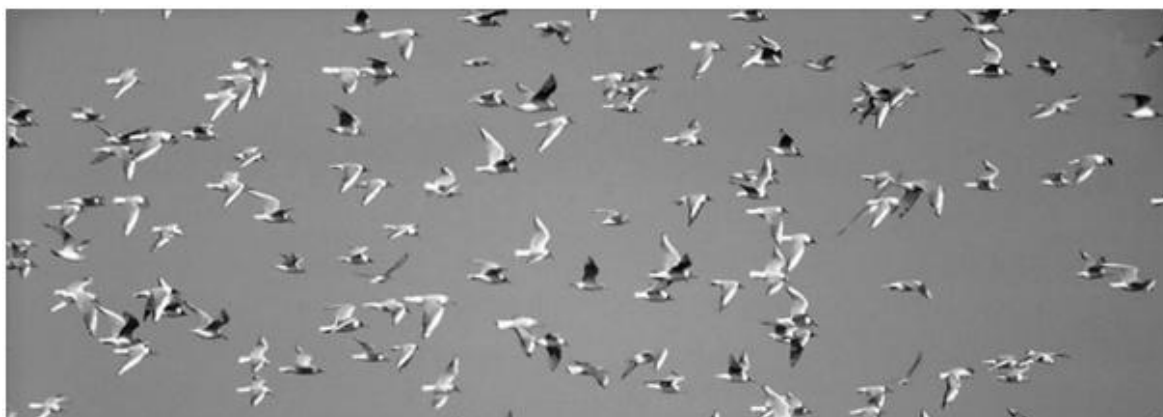


Figure 1.9: Routes migratoires de vanneaux huppés et d'autres espèces comme les rapaces (sur l'aérodrome de Toulouse).

1.5.3. Ingestion d'oiseaux lors d'une approche interrompue

L'équipage d'un Airbus A319, qui effectue une approche ILS pour la piste 03 à Nantes, est autorisé à l'atterrissage. L'aérodrome est en conditions LVP⁽⁵⁾.

A la sortie de la couche nuageuse, le commandant de bord aperçoit une importante présence d'oiseaux entre le seuil de la piste 03 et les marques de point

⁵ Low Visibility Procedure ou Procédure d'exploitation par faible visibilité.

cible. A une hauteur d'environ 100 ft, il décide de les survoler en effectuant une remise de gaz. Les oiseaux s'envolent et l'avion en heurte une vingtaine. Immédiatement après les impacts qu'il qualifie « d'impressionnants », l'équipage ressent des vibrations importantes sur la cellule et au niveau du moteur gauche qui déclenchent l'alarme « advisory » ECAM associée. L'équipage exécute la procédure anormale Vibrations Réacteur Elevées. L'équipage se déclare en état d'urgence, demande un effarouchement et effectue un circuit d'aérodrome. L'avion atterrit sans autre problème.

L'inspection de piste permet de retrouver sur la piste 25 oiseaux morts (23 mouettes, un goéland et une corneille). L'inspection de l'avion montre plusieurs impacts sur la cellule. Deux mouettes sont retrouvées dans le train principal. Les deux moteurs ont ingéré des oiseaux et plusieurs aubes de fan du moteur gauche sont endommagées.

1.5.3.1. Incident similaire à Lille

En approche finale ILS pour la piste 26, à une hauteur d'environ 400 ft, l'équipage⁶) d'un A320 observe la présence de nombreux vanneaux au sol entre le seuil et le point d'aboutissement. Quelques secondes plus tard, il décide d'effectuer une remise de gaz. De nombreux vanneaux sont ingérés par les réacteurs. L'atterrissage s'effectue après un effarouchement entrepris par les services au sol. Un examen du moteur gauche montre que des aubes du fan et du troisième étage ont été endommagées.

⁶ D'un exploitant différent de l'incident de Nantes.



Figure 1.10: Présence d'oiseaux sur la piste.

1.5.4. Autres exemples

1. Une bande d'étourneaux "*sturnus vulgaris*", a endommagée deux moteurs d'A340 sur la même aile, mais sans perte de poussée.

D'autre part :

2. L'ATC d'un aéroport maritime a averti l'équipage de vol d'un A320 en approche de la présence d'oiseaux sur la piste. L'équipage de vol a décidé de continuer. Les moteurs n'ont pas ingérer tous les oiseaux et aucun dommage n'a été trouvé, mais l'entretien de l'aéroport a nettoyé 250 corps de mouette ! On assume qu'un arrangement de faible poussée évite les dommages de moteur.

1.6. La ligne de conduite de en cas birdstrike

1.6.1. Birdstrike suspecté

Un birdstrike suspecté devrait être considéré, si l'équipage de vol voit des oiseaux voler étroitement très près, mais il n'y a aucune confirmation (aucun changement du bruit de moteur, aucun paramètre de fluctuations, aucun bruit de birdstrike).

1.6.2. Birdstrike confirmé

Un birdstrike confirmé devrait être considéré, si l'équipage de vol :

- Voit des oiseaux voler étroitement très près, et
 - Entend un coup, ou
 - Observe des changements provisoires ou permanents des paramètres de moteur, ou
 - Entend des changements des bruits de moteur, ou
 - Observe des changements cruciaux aux instruments de vol, par exemple vitesse de l'air incertaine.

Si un birdstrike est confirmé, il y a trois situations potentielles :

1.6.2.1. La vitesse de l'air est inférieure à 100 kt

Un décollage rejeté à une vitesse réduite n'a aucune conséquence grave et sera envisagé pour n'importe quel birdstrike suspecté ou confirmé. L'avion reviendra à la rampe pour un contrôle d'intégrité.

La conséquence sera un vol retardé, mais l'analyse d'événements a montré que le prochain décollage est alors exécuté avec un avion totalement opérationnel, évitant une rupture de vol possible.

1.6.2.2. La vitesse de l'air est supérieure à 100 kt et inférieure à V1

Un décollage rejeté à grande vitesse est une question plus sérieuse. Une mesure doit être prise rapidement pour assurer un arrêt complet avant l'extrémité de la piste.

* Si le birdstrike est seulement suspecté, le décollage devrait être continué.

* Si le birdstrike est confirmé, mais l'ingestion d'oiseau de moteur est seulement suspectée, le capitaine doit évaluer d'autres facteurs :

- combien de moteurs sont affectés ? (n'importe quelle décision peut différer de 2 ou 4 moteurs d'avion.)

- statistiquement, un décollage continu suivi d'un IFTB est une option préférée.

*Si le birdstrike est confirmé et le probable d'ingestion d'oiseau de moteur, avortant le décollage peut être une bonne décision. Ceci permet aux moteurs d'être inspectés.

De toute façon, le décollage doit être interrompu, si une perte de poussée est détectée avant V1.

1.6.2.3. La vitesse de l'air est V1 ou supérieure

Le décollage doit être continué, à moins du jugement du commandant de bord que l'avion ne volera pas sans risque après le décollage (par exemple dans le cas d'une panne moteur non-contenu ou d'une perte totale de la poussée de plus qu'un moteur).

1.7. Les stratégies préventives

La présence des oiseaux à un aéroport devrait mener aux actions possibles mentionnées dans les briefings de décollage et d'approche. Les points suivants ont pu être mémorisés, pour aider à préparer le briefing.

1.7.1. Au décollage

- Les aéroports sont responsables du contrôle d'oiseau et doivent fournir un moyen d'effarouchement d'oiseau proportionnel si nécessaire. Ceci s'appelle également "le programme de contrôle d'oiseau". Par conséquent, ne pas décoller si les oiseaux encrassent la piste. Conseiller la tour de contrôle et attendre une action d'aéroport.
- Allumer les lumières de l'avion jusqu'à 10000 pieds au décollage, et en-dessous de 10000 pieds à l'atterrissage. On suppose que les lumières fournissent un avertissement additionnel aux oiseaux, et les aident à localiser l'avion.
- Les équipages de vol doivent réagir immédiatement quand un birdstrike se produit au décollage, parce qu'il n'y a plus de temps pour l'analyse. Les équipages de vol devraient mentalement être bien disposés avant le décollage.
- L'utilisation du radar temporaire pour effrayer les oiseaux s'est avérée inefficace.

1.7.2. À l'atterrissage

- Sur une finale courte, ne pas circuler, si les oiseaux sont rencontrés, mais voler à travers la bande d'oiseaux et atterrir. Essayer de maintenir un arrangement bas de la poussée.
- L'utilisation de l'inverseur de poussée à l'atterrissage après un birdstrike devrait être évitée. Elle peut augmenter les dommages du moteur, particulièrement quand la vibration de moteur ou une EGT élevée sont indiquées.

CHAPITRE 2

LA THEORIE HYDRODYNAMIQUE DES CORPS DOUX

2.1. Le problème de Bird-Strike

Le problème de bird-strike inclus trois éléments principaux: l'oiseau – la structure – et leur interaction dynamique à l'impact.

2.2. Classification des impacts

Le comportement de l'impact d'un projectile peut être catégorisé en fonction de la vitesse d'impact en cinq régimes comme suit; (a) l'impact élastique, (b) l'impact plastique, (c) l'impact hydrodynamique, (d) l'impact aux vitesses soniques, et (e) l'impact explosif. Dans l'impact élastique, les efforts produits n'excèdent pas le champ d'effort du matériau. Ainsi, la nature et la durée de l'impact dépendent seulement du module d'élasticité et des vitesses d'ondes élastiques dans le matériau. Quand la vitesse est accrue, les efforts produits causent la déformation plastique. La résistance du matériau est toujours un facteur dominant. À mesure que les vitesses augmentent encore plus, les contraintes produites par la décélération du projectile excèdent considérablement le champ de contrainte. Dans ce régime hydrodynamique, le projectile et la cible peuvent être traitées comme fluides, et c'est la densité du matériau qui domine au lieu de la force. Dans chacun de ces régimes, les ondes de contraintes se propagent dans le matériau, de ce fait absorbant l'énergie dans tout le projectile et la cible. Quand la vitesse de l'impact approche ou excède la vitesse de l'onde, plus d'énergie doit être absorbée dans la région locale de l'impact. Le mouvement d'onde joue un rôle de plus en plus important dans la détermination de la distribution locale des contraintes. Des ondes de choc sont également produites. Quand la vitesse continue à augmenter, toute l'énergie est déposée dans le secteur local. La chaleur produite est concentrée dans une région très petite, et est ainsi suffisante pour faire fondre et pour vaporiser par la suite le matériau. Ce processus est analogue à une petite explosion ayant lieu sur la surface de la cible.

2.3. Description de la théorie hydrodynamique

WILBECK [1] a étudié théoriquement et expérimentalement le comportement de l'impact des matériaux de projectile de basse-contrainte qu'il aient caractérisé comme matériaux de corps-doux. Ces matériaux ont une contrainte plus basse que celle des matériaux de cible typique. Un impact impliquant un projectile de matériau de corps-doux contre une cible d'aluminium ou d'acier génère des contraintes qui excèdent sensiblement la résistance du matériau de projectile mais sont bien inférieures à la résistance du matériau de la cible.

Pour cette raison le processus hydrodynamique a été considéré le plus représentatif à l'impact d'un corps doux.

Des exemples de l'impact d'un corps doux incluent, les oiseaux et les fragments de pneu heurtant l'aubage du moteur, de grêle saisissant les pare-brise d'avion, les gouttes de pluie tombant sur une feuille, les balles de fil heurtant une plaque en acier, ou même les bogues frappant un pare-brise d'automobile.

WILBECK [1] a développé une théorie hydrodynamique unidimensionnelle pour décrire l'impact d'oiseau, il a supposé que le matériau d'oiseau peut être traité comme l'eau, de la raison que le matériau de corps doux se comporte comme un fluide durant l'impact

Afin de simplifier l'analyse, WILBECK [1] a considéré initialement le cas d'un cylindre circulaire-droit, homogène, impactant normal sur une plaque rigide. Avec la supposition que la cible soit rigide, la réponse du matériau de la cible et les pressions d'impact ont été négligées. Ceci simplifia le problème et lui a permis de se concentrer sur la réponse du projectile. Plusieurs hypothèses ont été implicites dans cette théorie. Le matériau de projectile a été considéré comme homogène et la résistance du matériau de projectile a été négligée. En outre, la viscosité du matériau et les forces de frottement le long de la surface d'impact ont été négligées.

2.3.1. Processus de l'impact hydrodynamique

Quatre phases de l'impact de corps doux ont été identifiées à savoir:

2.3.1.1. Le régime du choc

La pression à l'instant initial de l'impact est tellement haute qu'une onde de choc est générée à l'interface (projectile/cible). Pour des vitesses d'impact subsoniques la pression dans la région choquée peut être approximée par la relation de l'eau d'Hammer donnée par:

$$P_H = \rho_1 c_0 u_0 \quad (2 - 1)$$

où, ρ_1 , est la densité initiale, u_0 , est la vitesse initiale de l'impact, et c_0 est la vitesse du son dans le matériau de l'impact.

Bien que cette relation puisse être adéquate pour un impact à vitesse très basse, elle dévie nettement pour des vitesses plus élevées.

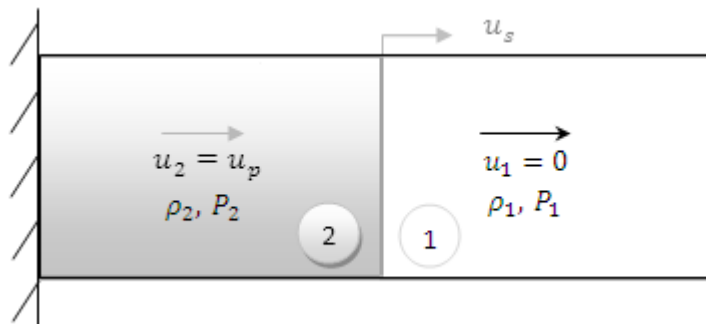


Figure 2.1. L'écoulement unidimensionnel du choc.

Une version modifiée de l'équation de l'eau d'Hammer a été utilisée pour obtenir la pression générée à l'interface à travers le choc, cette pression est souvent désignée sous le nom d'Hugoniot ou, pression du choc, et est donnée par :

$$P_H = \rho_1 u_s u_0 \quad (2 - 2)$$

où, ρ_1 , la densité initiale, u_0 , la vitesse initiale de l'impact, et u_s , la vitesse du choc.

Il est constaté que la vitesse de choc dans le matériau peut être calculée de la relation linéaire d'Hugoniot comme:

$$u_s = c_0 + k u_p \quad (2 - 3)$$

où k est une constante du matériau, c_0 est la vitesse du son dans le matériau, u_p est la vitesse de particules.

La Figure (2.2) démontre les différences dans les pressions trouvées de ces deux relations pour l'eau à mach = 1.0, l'équation (2-1) donne une pression de choc seulement de 1/3 que la valeur réelle donnée par l'Equation (2-2).

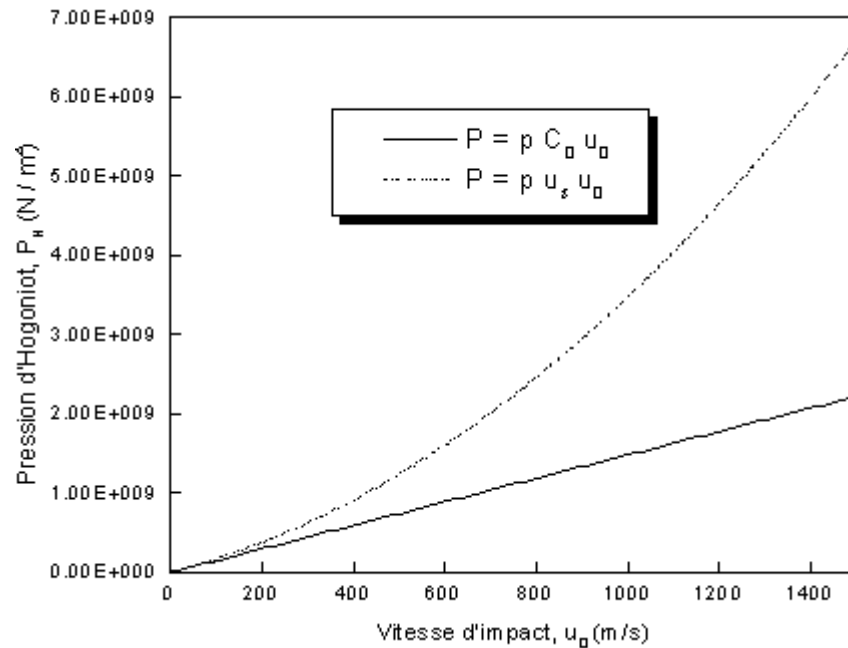


Figure 2.2: L'effet de compressibilité sur la pression d'Hugoniot pour l'eau.

2.3.1.2. Le régime de détente

Dès que le choc sera formé, il commence à se propager à l'intérieur du projectile et les ondes de détente radiales se propagent dedans vers l'axe central du projectile. Le problème ne peut plus être considéré unidimensionnel. Pour l'impact normal d'un cylindre, le problème devient bidimensionnel, axisymétrique.

Le chargement du choc diminue avec le temps et en s'éloignant du centre de la région d'impact. Des études expérimentales récentes [2] ont montré que la distribution radiale de la pression peut être approximée par:

$$P_r = P_c e^{-\frac{K r}{R(t)}} \quad (2 - 4)$$

où P_c , est la pression au centre de la zone d'impact, K est une constante, r est la distance radiale à partir du centre de la région d'impact, $R(t)$ est une fonction de temps, est le rayon de contact maximum à l'instant t .

La durée de cet événement de haute pression est de quelques dizaines de millisecondes. Ceci est suivi par une onde de détente de pression se propageant vers le centre de la zone d'impact, atteignant par la suite un état stationnaire approximatif.

2.3.1.3. Le régime de l'écoulement stationnaire

Pendant la phase de détente, le choc est constamment affaibli par les ondes de détente, avec une diminution accompagnée dans la vitesse de choc. Pour un impact à basse vitesse (subsonique), l'onde de choc sera affaiblie au point qu'elle disparaîtra. Dans ce temps, les lignes de courant seront établies, pour l'écoulement stationnaire.

Si on suppose que les forces de cisaillement et les forces de corps sont négligeables dans tout le champ de l'écoulement et que toutes les propriétés du jet varient sans interruption dans toutes les directions, alors le long de chaque ligne de courant, l'équation de Bernoulli peut être écrite comme:

$$\int \frac{dP}{\rho} + \int u \, du = K \quad (2 - 5)$$

où K est constant le long de la ligne de courant et peut varier d'une ligne de courant à l'autre. Pour le cas d'un cylindre impactant sur une plaque rigide, le champ de l'écoulement est essentiellement uniforme à une certaine distance loin de la surface d'impact, de sorte que K doit être le même pour chaque lignes de courant dans cette région. Ceci implique que K a la même valeur dans le champ entier de l'écoulement. Pour ce cas, la pression P , à n'importe quel point dans le champ de l'écoulement peut être relié à la vitesse u , à ce point par la relation:

$$\int_{P_0}^P \frac{dP}{\rho} + \int_{u_0}^u u \, du = 0 \quad (2-6)$$

où P_0 et u_0 sont la pression et la vitesse du champ de l'écoulement uniforme à une certaine distance loin de la surface d'impact et sont approximées par la pression atmosphérique et la vitesse initiale de l'impact.

Pour l'impact normal d'un projectile cylindrique, uniforme sur une plaque rigide, la symétrie axiale ne dicte que le point au centre de la plaque soit le point de stagnation. La pression au centre de la plaque est la pression de stagnation, P_s , et la vitesse au centre est zéro. Par conséquent, au centre de la plaque, l'équation (2-6) prend la forme:

$$\int_{P_0}^{(P_s + P_0)} \frac{dP}{\rho} = \frac{u_0^2}{2} \quad (2-7)$$

Si le fluide est supposé incompressible, l'équation (2-7) donne:

$$P_s = \frac{1}{2} \rho u_0^2 \quad (2-8)$$

Pour la plupart des matériaux, la densité tends à augmenter la pression appliquée, de sorte que l'équation (2-7) implique que:

$$P_s \geq \frac{1}{2} \rho u_0^2 \quad (2-9)$$

L'effet de la compressibilité sur la distribution de la pression devrait être évident. La figure (2.3) montre que pour une vitesse d'impact $u_0 = 1400$ m/s, $P_s = 1.14 (1/2 \rho u_0^2)$.

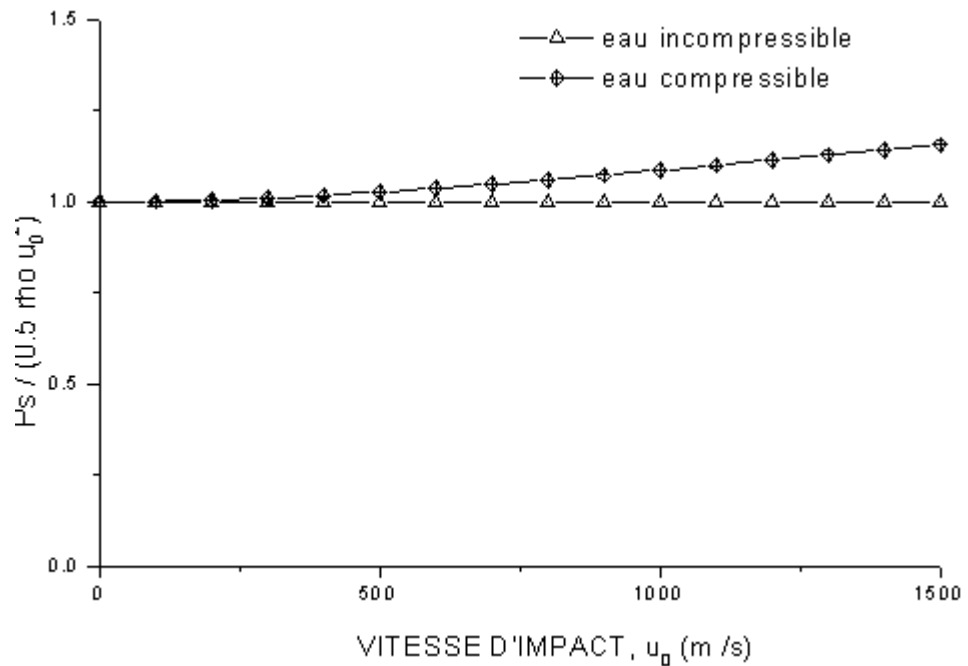


Figure 2.3: L'Effet de Compressibilité sur la pression de stagnation dans l'écoulement stationnaire.

La force générée dans le régime de l'écoulement stationnaire prend la forme:

$$F = \rho A u_0^2 \quad (2 - 10)$$

où, F est la force totale exercée sur la cible, ρ est la densité du projectile, A est la section du projectile, et u_0 est la vitesse de l'impact.

2.3.1.4. L'arrêt de l'impact

Les particules de fluide s'écoulent le long des lignes de courant qui sont placées dans l'espace. Ces lignes de courant sont courbées près de la surface de la plaque de sorte que le matériau impactant soit "tourné" pendant l'impact. Pour un écoulement subsonique, lorsque le fluide s'approche de la surface de la cible une diminution progressive dans la vitesse avec une augmentation correspondante dans la pression locale se produit. Ainsi, durant l'écoulement stationnaire un champ de pression est installé dans le fluide dans lequel la pression locale est maximum au point de stagnation et diminue à la pression atmosphérique P_0 , à une distance substantielle de ce point. Quand l'extrémité du

projectile s'approche de la surface d'impact, elle entre ce champ de pression local élevé et perturbe le champ dû à la chute immédiate dans la pression derrière la surface arrière de projectile. Les ondes de détente émanent de la surface arrière et se propagent à la surface d'impact, causant de ce fait une légère diminution dans la vitesse d'impact de la surface arrière aussi bien qu'une diminution dans la pression le long de la surface d'impact de la cible. Ce processus continu jusqu'à ce que l'extrémité du projectile atteigne la surface de la plaque et l'événement d'impact est terminé.

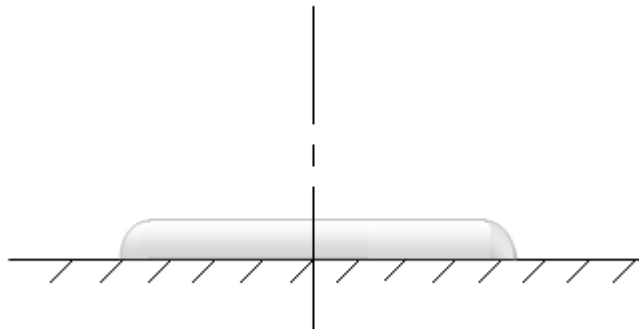


Figure 2.4: L'arrêt de l'impact.

La durée totale de l'impact peut être approximée par le temps nécessaire pour que le projectile "traverse" sa longueur, où :

$$t = L/u_0 \quad (2 - 11)$$

où, t est la durée de l'impact, L est la longueur du projectile, et u_0 est la vitesse de l'impact.

2.4. Des considérations spéciales

Une théorie concernant l'impact normal d'un projectile cylindrique circulaire -droit de fluide contre une cible rigide a été présentée. Cependant, il y a plusieurs autres cas d'intérêt spécial sont inclus parmi ces derniers :

2.4.1. Projectile à lacet

La figure (2.5.a) présente l'impact normal d'un cylindre circulaire -droit dans lequel l'axe du cylindre est embardé par un angle ϕ par rapport au vecteur de la

vitesse. L'amplitude de la pression de choc d'Hugoniot sera identique à celle d'un projectile impactant sans lacet. Cependant, la durée de cette pression au divers points le long de la surface de la cible différera si l'angle de lacet ϕ , est plus grand que l'angle critique, ϕ_{cr} .

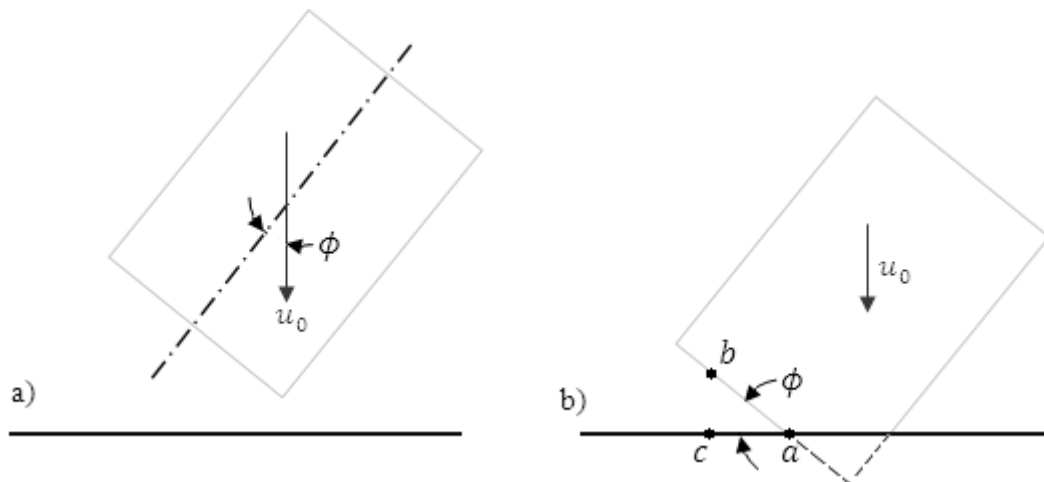


Figure 2.5: L'impact d'un projectile à lacet.

Dans la figure (2.5.b), le projectile est vu pendant l'impact initial. Si le choc ayant pour origine le point a arrive au point b avant que le point b n'atteigne la surface d'impact, alors une onde de détente se développera et se propagera en arrière dans la région choquée. L'angle critique, ϕ_{cr} est l'angle du lacet pour lequel le choc juste atteindra le point b à l'instant où ce dernier atteint la surface. Il est donnée par:

$$\phi_{cr} = \sin^{-1} \left(\frac{u_0}{u_s} \right) \quad (2 - 12)$$

L'angle critique change avec la vitesse pour la plupart des matériaux puisque la vitesse de choc est simplement une fonction de la vitesse d'impact.

Pour un impact dans lequel l'angle du lacet est inférieur à l'angle critique, l'amplitude et la durée de la pression de choc aux divers points au-dessus de la surface seront essentiellement les mêmes que celles pour l'impact d'un projectile sans lacet. Cependant, pour un impact dans lequel l'angle du lacet est plus grand que l'angle critique, la pleine pression de choc d'Hugoniot existera seulement au

point initial de l'impact. En chaque autre point sur la surface impactante du projectile, le matériau aura été choqué et partiellement détendu avant d'impacter la surface, réduisant de ce fait la pression de choc générée sur l'impact. En outre, la durée des pressions de choc au centre sera diminuée due à la formation immédiate des ondes de détente.

2.4.2. Courbure du bord d'attaque du projectile

Pour l'impact d'une surface incurvée sur une cible plane, l'angle ϕ , que la surface impactant fait avec la surface de la cible augmente quand l'impact progresse. Cette condition est démontrée dans, la Figure (2.6).



Figure 2.6: L'impact d'une surface incurvée sur une cible plane.

Une fois que l'angle ϕ excède ϕ_{cr} comme défini par l'Equation (2-12), une onde de détente sera formée et se propagera dans la région choquée. Ceci implique que la durée du choc d'Hugoniot au centre sera moins pour l'impact d'une sphère que pour un cylindre (sans lacet) de diamètres pareils.

2.4.3. L'impact oblique

La figure (2.7.a) démontre l'impact oblique d'un cylindre circulaire -droit contre une plaque rigide dans lequel le vecteur de la vitesse est dirigé le long de l'axe du cylindre et croise la cible sous un angle α relative à la surface de la cible.

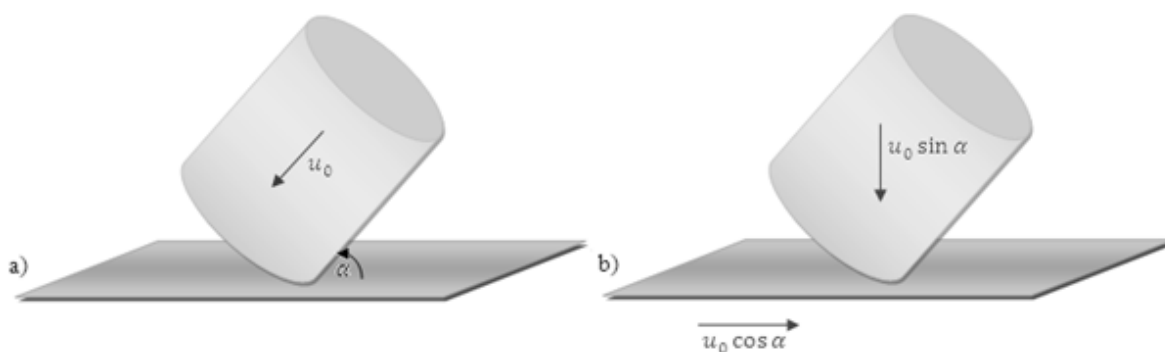


Figure 2.7: L'impact oblique d'un cylindre sur une plaque rigide.

2.4.3.1. Le régime du choc

Une transformation de coordonnées aidera à la compréhension du processus de choc. De la figure (2.7) il est évident que la composante de la vitesse de projectile normale à la plaque soit $u_0 \sin \alpha$ et la composante tangentielle à la plaque est $u_0 \cos \alpha$. La figure (2.7.b) montre l'impact dans le système de coordonnées transformé dans lequel le projectile est vu d'impacter normal à la plaque mobile. En supposant que les forces de frottement le long de la surface soient négligeables, ce cas est identique à l'impact normal d'un projectile à lacet avec une vitesse initiale $u_0 \sin \alpha$. Également, la pression de choc d'Hugoniot sera identique à celle produite par un impact normal d'un projectile avec une vitesse initiale $u_0 \sin \alpha$. La Figure (2.8) démontre la diminution dans la pression de choc en fonction de l'angle d'obliquité de l'impact pour l'impact d'un cylindre d'eau.

2.4.3.2. Le régime de détente

Le processus de détente est semblable à celui d'un projectile à lacet. Pour ce cas, l'angle que fait la surface impactant du projectile avec la surface de la cible est vu d'être gouverner par la relation $\phi = 90^\circ - \alpha$. Pour l'impact dans lequel $\phi > \phi_{cr}$, la pleine pression d'Hugoniot se produira seulement au point initial de l'impact.

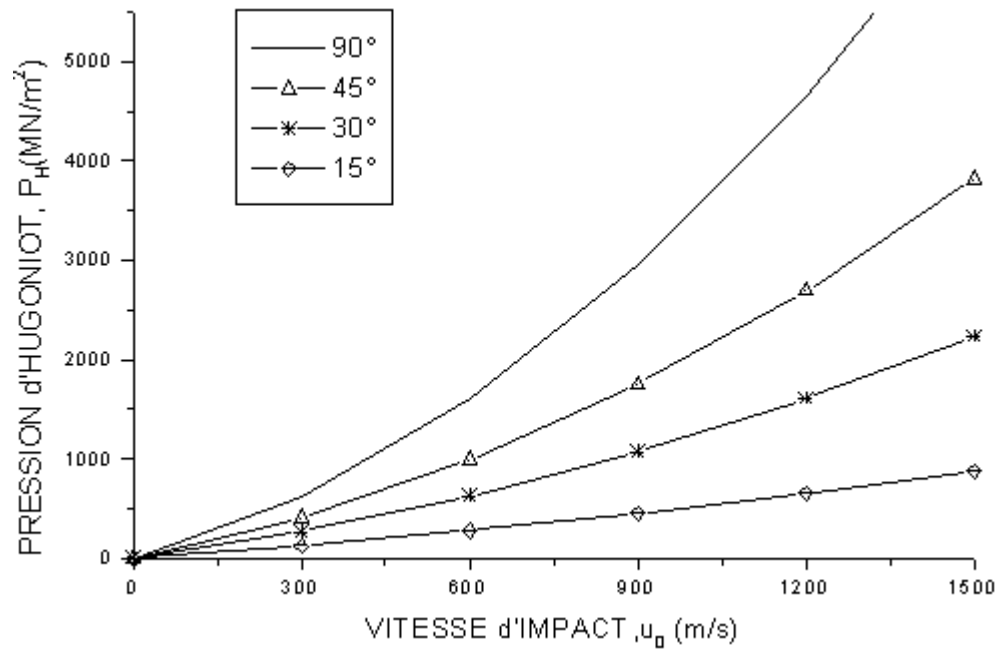


Figure 2.8: La variation de la pression de choc d'Hugoniot avec l'angle de l'impact pour l'eau.

2.4.3.3. Le régime d'écoulement stationnaire

La phase de l'écoulement stationnaire de l'impact d'un cylindre de fluide est montrée dans la Figure (2.9). A partir des considérations de quantité de mouvement on peut voir que la majorité de fluide s'écoulera "en aval". Ceci cause le décalage de point de stagnation "en amont" du centre de la plaque. Aussi longtemps qu'un point de stagnation existe, la pression à ce point sera donnée par l'Equation (2-7). Ainsi, la pression maximum générée pendant l'écoulement stationnaire sera indépendante de l'angle d'impact. Cependant, la distribution de la pression le long de la surface dépendra largement de l'angle d'impact.

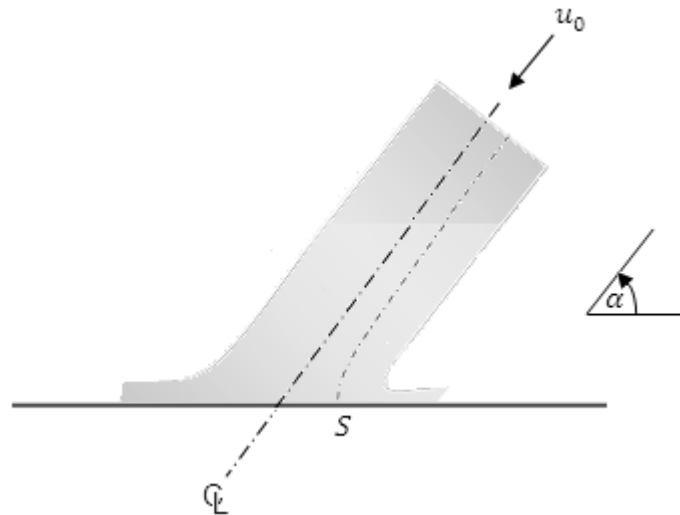


Figure 2.9: La phase de l'écoulement stationnaire d'un impact oblique.

Bien qu'aucune expression pour la distribution de la pression dans un impact oblique d'un jet circulaire n'ait été développée, Taylor [3] a développé une distribution pour un jet d'eau bidimensionnel (plan). Cette distribution est montrée dans la Figure (2.10) pour un angle d'impact, α , de 30° . Dans cette figure, le profil du projectile est superposé sur la distribution de la pression pour démontrer la distance que le point de stagnation, s , a décalée en amont du centre de l'impact.

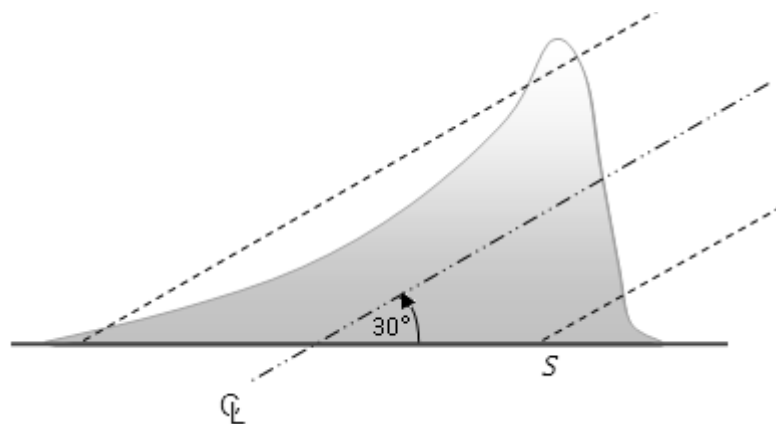


Figure 2.10: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire pour un impact de 30° d'un jet plan d'eau (Taylor, [3]).

A partir des considérations simples de quantité de mouvement, l'équation (2-10) a déclaré que la force totale exercée sur la cible à n'importe quel instant de temps pour un impact normal pourrait être donnée par la relation $F = \rho A u_0^2$. Cependant, la quantité de mouvement transférée à la cible durant un impact

oblique est seulement la composante normale de la quantité de mouvement totale. Ainsi, pour un impact oblique, l'équation (2-10) peut être réécrite:

$$F = \rho A u_0^2 \sin \alpha \quad (2 - 13)$$

Pour un impact normal, $\alpha = 90^\circ$ l'équation (2-13) se réduit à l'équation (2-10). Ainsi, la distribution de la pression pour un impact oblique est vue d'être différente à celle d'un impact normal, dû à la diminution dans la force totale et la perte de la symétrie-axiale.

2.4.4. Cible non-rigide

Jusqu'à ce point seulement l'impact sur une plaque rigide a été concerné. Cependant, tous les matériaux réels de la cible sont non-rigides dans une certaine mesure. Ainsi, la réponse de la cible pendant l'impact ne peut pas être supervisée. Si le matériau de la cible est supposé de se comporter élastiquement, la réponse initiale de la cible est franche. Aux temps très tôt durant l'impact, seulement la surface locale de la cible directement sous le projectile est affectée par l'impact. La Figure (2.11) illustre ce régime tôt du choc. De cette figure il est évident que pour une première approximation les ondes de choc puissent être initialement considérées comme planaires, et les équations unidimensionnelles de choc peuvent être utilisées pour la cible aussi bien que le projectile.

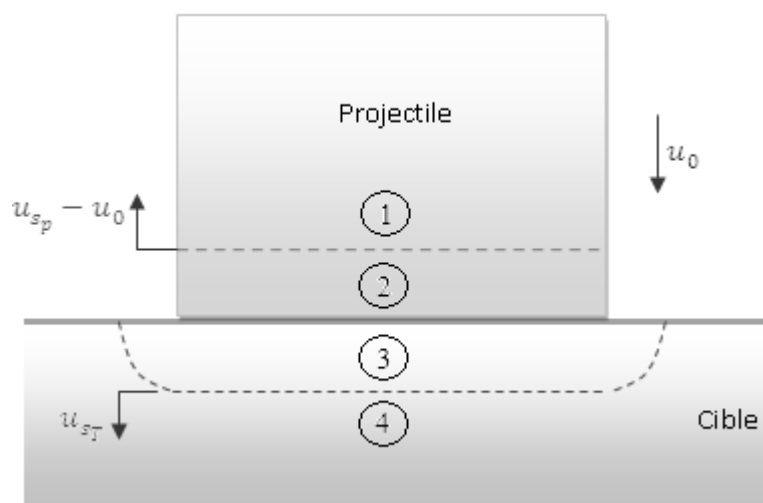


Figure 2.11: L'impact sur une cible élastique pendant la phase tôt du choc.

Les pressions générées à l'interface projectile-cible pour l'impact d'un matériau élastique de la cible sont données par:

$$P_{in} = \rho_p u_{s_p} u_0 \left\{ \frac{\rho_t u_{s_t}}{\rho_p u_{s_p} + \rho_t u_{s_t}} \right\} \quad (2 - 14)$$

où l'indice p se rapporte au projectile, et l'indice t se rapporte à la cible.

Pour démontrer la différence entre les pressions prévues par l'Equation (2-2), qui assume une cible rigide, et l'Equation (2-14), plusieurs calculs ont été faits pour l'impact normal de l'eau à une vitesse de 200 m/s sur diverses cibles. Pour l'impact sur l'acier, la pression de choc trouvée en utilisant l'équation (2-14) est approximativement 4% moins que celle trouvée en utilisant l'équation (2-2). Pour le titane, la différence est approximativement de 8%; pour l'aluminium, approximativement de 11%; et pour le polycarbonate, approximativement de 35 %.

Pour des cibles minces, l'onde de choc initiale se reflète outre de la surface arrière comme onde de tension d'intensité similaire. Cette onde se propage vers la surface d'impact, causant une diminution dans les pressions du choc à la surface. Les réflexions continues de l'onde causent une augmentation dans la vitesse locale de particules de la cible et une diminution dans la pression. Pendant que l'impact continue, la structure entière de la cible développe une vitesse le long de l'axe initial de l'impact. Le résultat net de cette déformation de cible est que la vitesse relative entre le projectile et la cible diminue avec la diminution résultante dans les pressions de l'écoulement.

CHAPITRE 3

LE PROGRAMME EXPERIMENTAL POUR LA MESURE ET LA CARACTERISATION DES CHARGES D'IMPACT D'OISEAU.

3.1. Introduction

Une des plus importantes entrée au code de l'analyse de la structure est le chargement. Le chargement est en particulier important dans l'analyse de la réponse transitoire produite dans l'impact d'oiseau. Le programme décrit dans ce chapitre était conçu pour réaliser les tâches de l'analyse structurale en fournissant des données d'entrée de chargement obtenues et mesurées expérimentalement.

3.2. Le programme expérimental pour la mesure et la caractérisation des charges d'oiseaux

L'effort pour mesurer et caractériser les charges exercées par les oiseaux durant l'impact a été commencé en janvier 1974, à l'Institut de Recherche de l'Université de Dayton (UDRI). Ce travail a été conjointement commandité par les Laboratoires de Matériaux (AFML) et de Dynamique de Vol (AFFDL) de l'Armée de l'Air. Un effort continu a été conduit pour la mesure et la caractérisation des charges d'impact d'oiseau depuis cette époque.

Tout le travail a été conduit avec, et basé sur, des données produites avec des oiseaux pesant 600 g ou moins. Bien que la graduation dérivée à partir des considérations théoriques ait extrêmement bien fonctionné sur la gamme d'oiseau de masse de 60 g à 600 g, il est resté quelque inquiétude sur l'applicabilité de ces modèles aux oiseaux avec des masses dans la gamme de 1800 à 3600 g. En particulier, les oiseaux de 1800 g représentent le cas de conception standard pour les transparents d'avion. Il a été donc jugé nécessaire de rassembler les données expérimentales sur les oiseaux de 1800 g et de 3600 g pour s'assurer que les modèles théoriques développés pour l'usage avec les codes d'élément structuraux étaient applicables pour cette taille d'oiseau. Ce chapitre décrit les mesures expérimentales faites sur les oiseaux de 1800 g et 3600 g. Les relations de

graduations dérivées dans les programmes précédents ont été vérifiées et ont trouvé pour décrire en juste l'impact de ces gros oiseaux.

3.3. Les techniques expérimentales

3.3.1. Description des techniques de lancement

Pour des investigations expérimentales sur l'impact d'oiseau, une technique de lancement qui pourra accélérer les oiseaux de masse exigée aux vitesses exigées est nécessaire. Les oiseaux doivent être lancés avec une orientation contrôlée (de préférence avec un tangage et un lacet nuls), de telle manière qu'ils ne se déchirent pas ou ne se tordent pas sévèrement avant l'impact. Une technique de lancement était développée avec laquelle des oiseaux jusqu'à 3.6 kilogrammes pourraient être lancés aux vitesses jusqu'à approximativement 300 m/s.

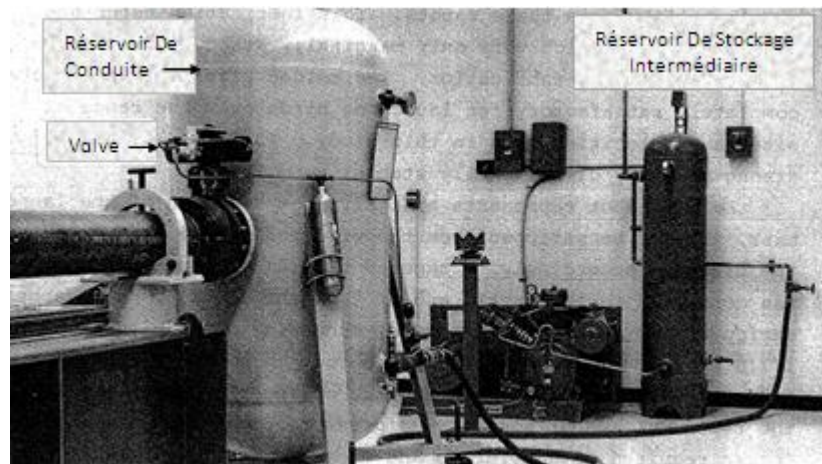


Figure 3.1: Le réservoir de stockage de compresseur et les systèmes de réservoir de conduite.

Le système est composé d'un pistolet d'air comprimé avec un compresseur de support, de l'instrumentation, et des systèmes de contrôle. Le système de compresseur est composé d'un compresseur pompant à l'intérieur d'un réservoir de stockage intermédiaire. Le réservoir de stockage intermédiaire a été relié par l'intermédiaire d'un tuyau flexible et un coupleur de débranchement rapide au grand réservoir de stockage de l'air utilisé pour conduire le pistolet. Il y avait un

système de valve localisé entre le réservoir de stockage de l'air de conduite et la culasse du pistolet. Ce système de valve a été conçu pour pomper l'air à haute pression du réservoir de stockage de conduite à l'intérieur du pistolet pour actionner le pistolet. La valve était un système standard de vanne à papillon avec un déclencheur pneumatique. L'extrémité de la culasse du pistolet, groupé avec le réservoir de stockage de compresseur et les systèmes de réservoir conduite, est montrée dans la Figure (3.1).

Le pistolet lui-même est composé de deux tubes de paroi lourds. Ils ont été reliés ensemble via un anneau et un système de bride placés. Les tubes ont été soutenus sur deux poutres lourdes en forme de "I" boulonnées au plancher. Une section de passage a été reliée à la bouche du tube du pistolet et qui a été conçue pour détendre la pression d'entraînement de l'arrière du colis de projectile. Cette section de passage a été enfermée dans un silencieux qui a guidé les gaz d'air légèrement vers le plancher.

Les oiseaux ont été placés dans un sabot, ou le porteur, pour le lancement. Le sabot était un cylindre de plastique de mousse. Après l'identification de plusieurs caractéristiques insatisfaisantes des sabots originaux en bois de balsa, le plastique de mousse a été utilisé, comme produit remplaçant le bois de balsa. Les sabots en plastique moulés se sont avérés complètement satisfaisants pour le lancement des oiseaux de la gamme des tailles et des vitesses utilisées dans cette étude. Ils sont légers, forts et très dimensionnellement stables.



Figure 3.2: Le sabot en bois de balsa (Service AEDC).

Puisque le sabot représente une fraction significative de la masse de lancement, il doit être dépouillé de l'oiseau avant que ce dernier impacte la cible. En conséquence, une section dépouillant de sabot de tube conique a été reliée à l'extrémité de la bouche de la section de passage. Le tube décolleur de sabot est composé d'un tube en acier et une série de fentes larges longitudinales a été coupée à l'intérieur de tube décolleur pour faciliter la détente rapide de la pression d'entraînement, de ce fait réduisant les forces exigées pour ralentir et arrêter le sabot. Quand le paquet de lancement est entré dans le tube décolleur de sabot, le sabot a été progressivement décéléré jusqu'à ce qu'il soit arrêté. L'oiseau été lâché de la poche de sabot et a continué sur la trajectoire vers la cible. Pour des projectiles de vitesse élevée, un allongement de tube décolleur a été exigé. Il s'est constitué de neuf barres soudées autour d'un anneau et reliées au tube décolleur à travers un système de bride. La section de passage silencieuse et le tube décolleur sont montrés dans la Figure (3.3). Le décolleur de sabot a fonctionné d'une manière satisfaisante sur la gamme entière des masses et des vitesses qui ont été employées dans ce programme.

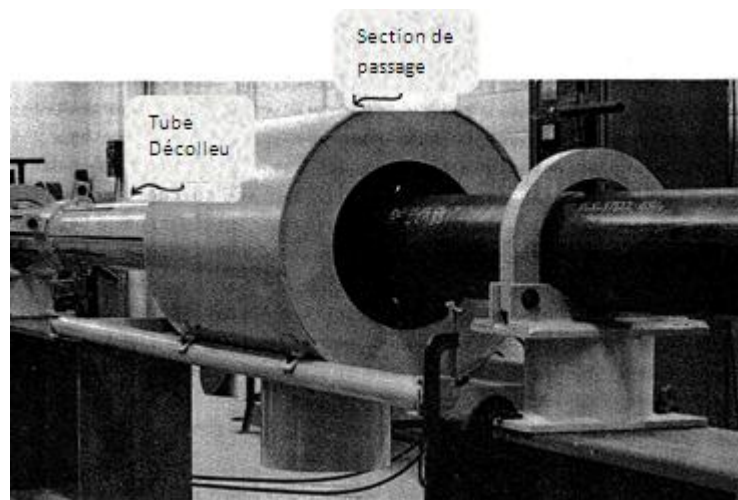


Figure 3.3: La section de passage silencieuse et le tube décolleur.

Les observations du vol libre de l'oiseau ont montrés que l'oiseau oscillait après la séparation de sabot. Cette oscillation a été apparemment initiée par la détente de l'oiseau à partir de sabot. Pour faciliter le dégagement doux de l'oiseau, des trous ont été percés dedans la base du sabot. Ces trous permettent à la pression d'entraînement d'agir sur la base de l'oiseau elle-même. Par conséquent, l'oiseau a été poussé et retiré du sabot durant le procédé de

séparation. Cette technique a semblé considérablement réduire le problème d'oscillation d'oiseau.

3.3.2. La mesure de la vitesse, de l'endroit, et de l'orientation

La vitesse de l'oiseau a été mesurée avant l'impact en utilisant un temps simple de technique de vol. Entre la bouche du décolleur de sabot et la cible, deux rayons laser d'hélium/néon ont été dirigés à travers la trajectoire. Quand l'oiseau a interrompu le premier rayon laser, un compteur a été démarré. Le compteur a été arrêté quand l'oiseau a interrompu le deuxième rayon laser. La distance entre les rayons laser et le temps écoulé ont été employées pour calculer la vitesse. Pour augmenter l'exactitude des mesures de vitesse, surveiller l'orientation d'oiseau, déterminer l'endroit de l'impact de projectile sur la cible, et vérifier l'intégrité d'oiseau avant l'impact, deux systèmes orthogonaux pulsés de rayon X ont été installés à chaque station de rayon laser. Les radiographies résultantes de l'oiseau en vol ont été employées pour établir exactement la position de l'oiseau par rapport au rayon laser et pour surveiller l'état et l'orientation de l'oiseau. La détermination précise de l'endroit et l'orientation relative du projectile à la cible est nécessaire pour décrire correctement la distribution de pression. En utilisant cette technique, les vitesses pourraient être mesurées à moins d'un pour cent, l'endroit d'impact de projectile sur la cible pourrait être déterminé à moins d'environ 1.25 centimètre, et l'orientation à moins de ± 0.5 degré. La désintégration d'oiseau pendant le lancement était extrêmement rare et n'était pas un problème expérimental. L'instrumentation décrite ci-dessus est montrée dans la Figure (3.4).

3.3.3. Les mesures et l'enregistrement de la pression

Les pressions de choc d'impact peuvent être extrêmement hautes, la durée de l'impact est relativement courte et il pourrait y avoir des excursions transitoires importantes de la pression. Les dispositifs de sensation de la pression doivent être capables de mesurer et de résister ces hautes pressions et les appareils de sensation et d'enregistrement de la pression doivent avoir une largeur de bande adéquate pour détecter et enregistrer les pressions transitoires importantes.

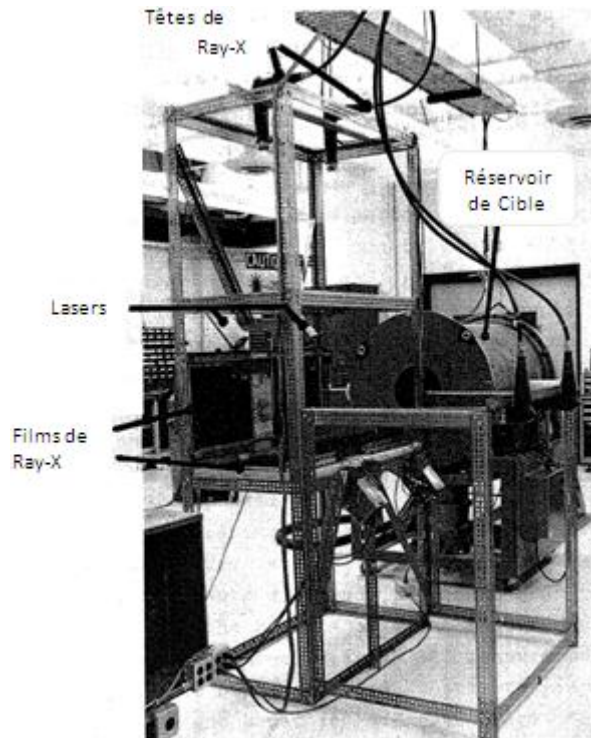


Figure 3.4: La section d'instrumentation.

Des capteurs de pression piézoélectriques de quartz ont été utilisés comme dispositifs sensibles de base pour ces expériences. Ces capteurs ont un convertisseur d'impédance compact physiquement situé sur la ligne coaxiale près du cristal, et ils ont une largeur de bande indiquée de 0 à 80 kilohertz. Puisque ces capteurs ne sont pas conçus spécifiquement pour le test d'impact, le calibrage était nécessaire pour vérifier leur opération. BARBER [4] a donné les détails des techniques de calibrage dans son rapport. Les capteurs ont été montés en affleurement avec la surface d'une plaque en acier lourde. Jusqu'à neuf capteurs ont été montés simultanément sur la plaque en axes orthogonaux.

Les signaux de la pression ont été enregistrés en utilisant un système électronique de mémoire numérique. Ce système emploie un convertisseur du signal analogique vers le numérique. Le système a un taux d'échantillon de 200 kilohertz, et chaque canal peut stocker 2048 points de données dans des registres à décalage. Les signaux de pression ont été affichés sur un oscilloscope, en fonction du temps, et de l'intervalle de temps déterminé d'intérêt. Puis, les données numériques dépassant ces intervalles ont été enregistrées sur une cassette et ont pu être imprimées sur une machine de données électroniques.

Cette technique a augmenté de manière significative l'exactitude et la fiabilité des données.

3.4. Les résultats expérimentaux

Un total de 83 données de shoots ont été exécutés pour étudier la graduation des charges d'impact d'oiseau. L'objectif était de démontrer que les rapports de graduation qui ont extrêmement bien fonctionné sur la gamme de masse d'oiseaux de 60 g jusqu'à 600 g, étaient applicable aux oiseaux de masse s'étendant de 1800 à 3600 g. les projectiles utilisées dans ces essais sont les oiseaux (poulets). Ils ont été impactés à trois angles d'impact (90° , 45° , 25°) et aux vitesses s'étendant de 100 m/s à 300 m/s.

Les données temporelles de la pression ont été collectées en utilisant un système de mémoire numérique. À partir de ces données enregistrées, des mesures ont été faites pour obtenir la pression maximale (pic) et la pression de l'écoulement stationnaire. Les résultats de ces mesures ainsi que les comparaisons aux résultats théoriques et les mesures des impacts d'oiseaux plus petits rapportés par BARBER [4] et BAUER [5] sont présentés.

3.4.1. Introduction

Les oiseaux indépendamment de leurs masses peuvent être assimilés à des cylindres circulaires droits avec une longueur au rapport de diamètre plus grands que deux, et se comportent comme des fluides durant les impacts. Ces deux hypothèses de base fournissent la base pour la compréhension de la graduation des charges de l'impact d'oiseau.

Puisque le processus de l'impact est fondamentalement de dynamique de fluide, les pressions caractéristiques sont la pression d'Hugoniot, ou impact, et la pression de l'écoulement, ou stagnation. Tous les deux pressions dépendent seulement de la vitesse d'impact et des propriétés du matériau d'oiseau (c.-à-d., densité et vitesse de choc). Les grandeurs de ces pressions ne devraient pas varier avec la taille de l'oiseau, contrairement à la distribution spatiale et

temporelle de la pression. Puisque les oiseaux sont de masse différente, cependant, géométriquement semblables (c.-à-d., ils ont des rapports longueur/diamètre semblables), les distributions de la pression devraient graduer linéairement avec les dimensions de l'oiseau. C'est-à-dire, les distributions de la pression devraient dépendre seulement des distances normalisées (où la normalisation est effectuée avec une dimension d'oiseau telle que le diamètre ou la longueur).

Les impacts d'oiseau sur une plaque en acier peuvent être considérés comme impacts de corps doux puisque les contraintes générées durant l'impact excèdent substantiellement la résistance du projectile mais sont bien inférieures à la force du matériau de la cible. Les enregistrements de la pression obtenus à partir de tels impacts sont montrés dans la Figure (3.5). La figure (3.5) montre les traçages typiques de la pression pour l'impact normal et oblique d'oiseaux réels (poulet) de 1800 g nominal. Les deux niveaux de la pression d'intérêt sur ces traçages sont la pression maximale (pic) et la pression d'écoulement stationnaire.

La pression de pic (maximale) est due à une onde choc formée de l'impact initial, et est principalement une fonction de la composante normale de la vitesse d'impact et des propriétés du projectile. La pression de l'écoulement stationnaire se produit quand l'onde choc initiale est rattrapée par les ondes de détente formées du gradient de la pression le long du bord de projectile.

3.4.2. La durée de l'impact

La durée de l'impact d'oiseaux a été dérivée pour la première fois par BARBER [4] et s'est avérée égale à la longueur de projectile divisée par la vitesse d'impact. Les mêmes résultats ont été trouvés durant ce programme expérimental. Ces résultats sont conformes également aux résultats présentés par BAUER [5] pendant sa recherche expérimentale sur les oiseaux simulés.

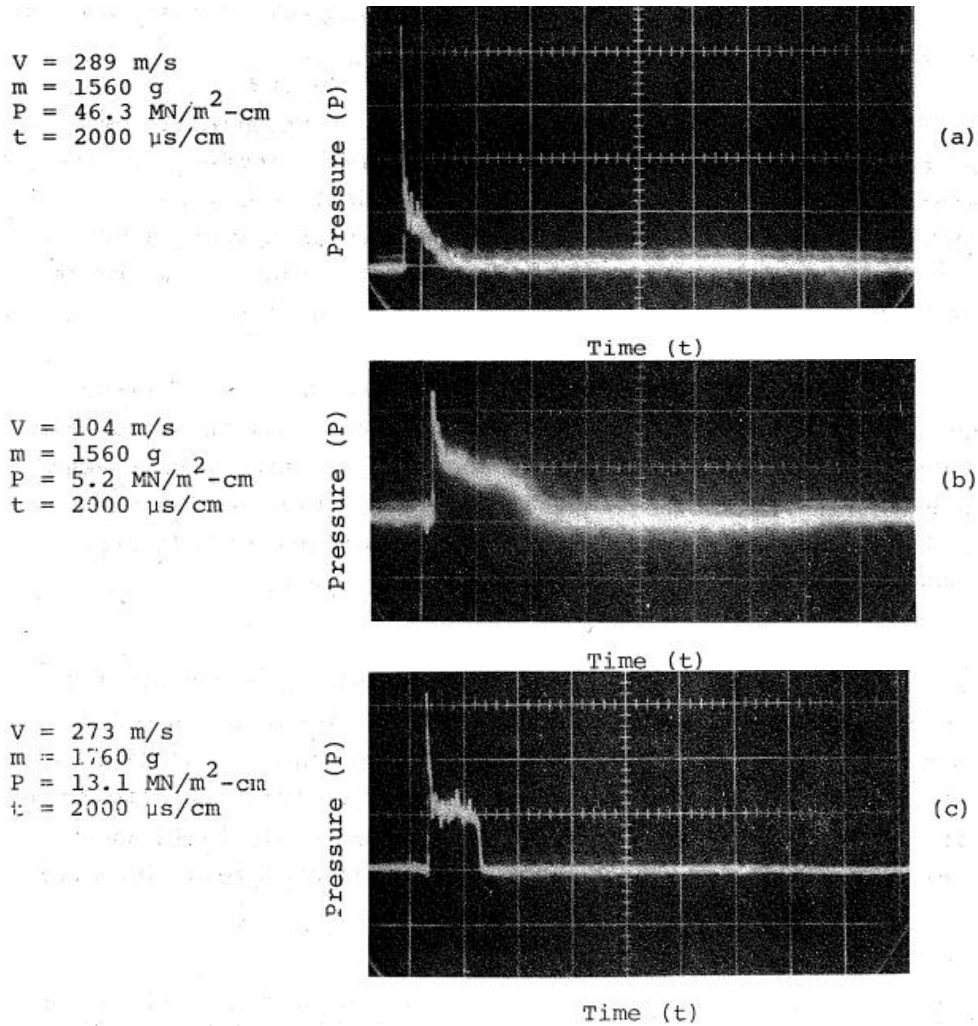


Figure 3.5: Enregistrement typique de pression -temps pour l'oiseau réel (poulet) de 1800 g nominal. (a) impact de 90°, capteur central ; (b) impact de 45°, capteur central ; (c) impact de 25°, capteur central.

3.4.3. La pression d'impact initial

Durant l'impact initial, les particules sur la surface avant du projectile sont instantanément mises au repos relativement à la face de la cible et le choc se propage à l'intérieur du projectile. Pendant que l'onde choc se propage à l'intérieur du projectile, le matériau derrière le choc se met au repos. La pression dans la région comprimée par le choc est initialement très haute et est uniforme à travers la surface d'impact. La pression derrière le choc, (la pression d'Hugoniot) est :

$$P_H = \rho V_s V_n \quad (3 - 1)$$

où ρ est la densité du projectile, V_s est la vitesse de choc, et V_n est la composante normale de la vitesse d'impact.

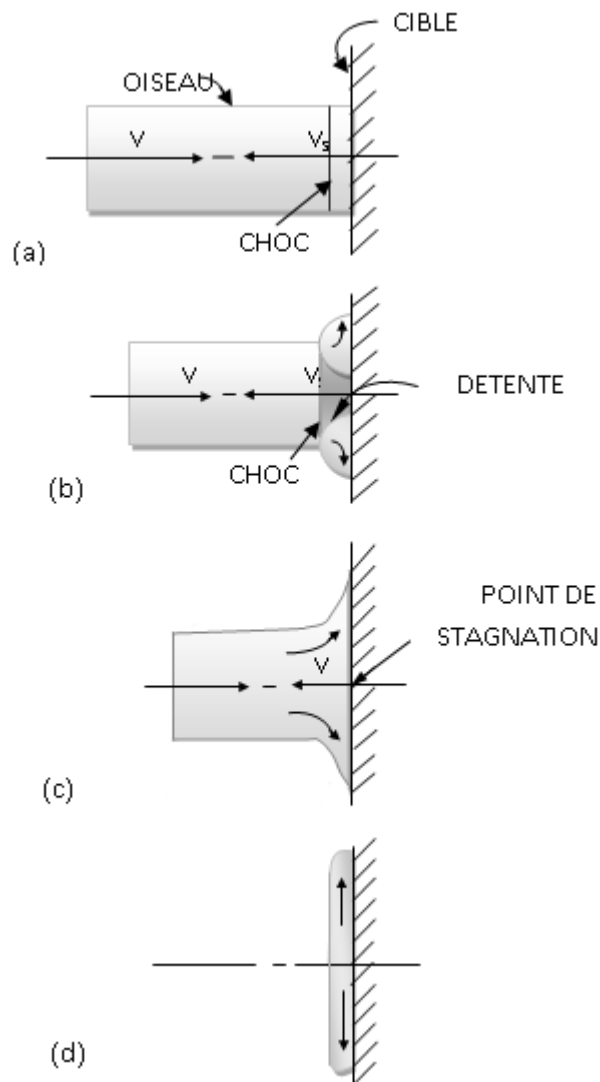


Figure 3.6: Les phases de l'impact d'oiseau : (a) l'impact initial, (b) l'affaiblissement de l'impact ; (c) l'écoulement stationnaire ; et (d) l'arrêt de l'impact.

Les pressions d'impact initiales mesurées pour tous les impacts normaux et obliques pour l'oiseau sont présentées dans les Figures (3.7), (3.8), et (3.9). Les pressions d'impact mesurées pour l'impact normal d'un oiseau réel de 1800 g nominal concordent très bien avec les pressions calculées. L'accord est meilleur que les résultats expérimentaux de petits oiseaux rapportés par BARBER [4]. Les données de petits oiseaux ont été probablement affectées par la largeur de bande limitée des capteurs (80 kilohertz). L'impulsion de choc a été à peine définie pour les grands oiseaux (voir la Figure 3.5). La durée de l'impulsion de choc était

seulement de la moitié pour les impacts de petit oiseau, et les pics ont pu avoir été coupés.

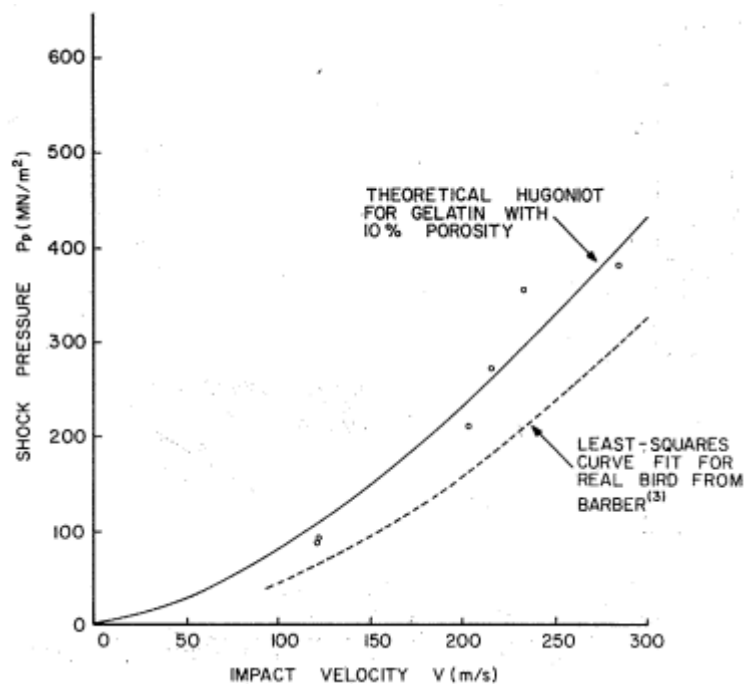


Figure 3.7: Pressions d'impact initial (Hugoniot) en fonction de la vitesse d'impact pour l'oiseau réel (poulet) de 1800 g nominal à l'impact normal.

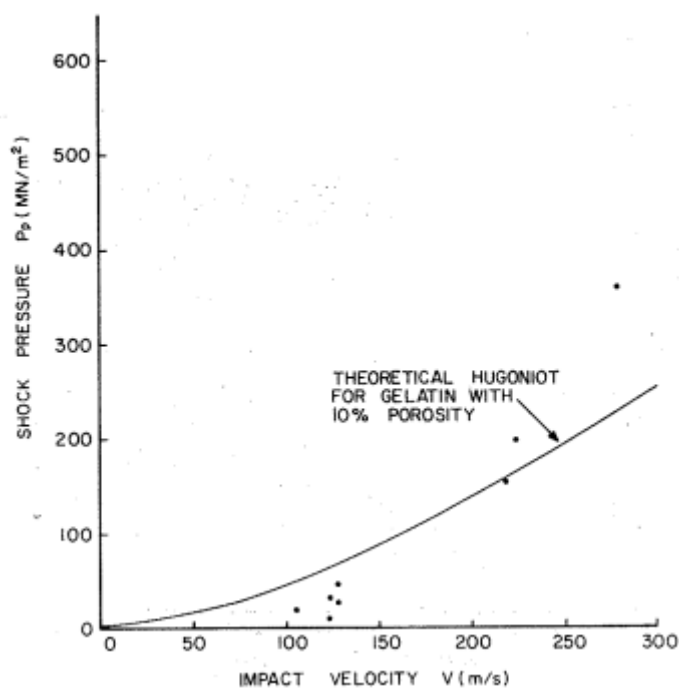


Figure 3.8: Pressions d'impact initial (Hugoniot) en fonction de la vitesse d'impact pour l'oiseau réel (poulet) de 1800 g nominal à l'impact de 45°.

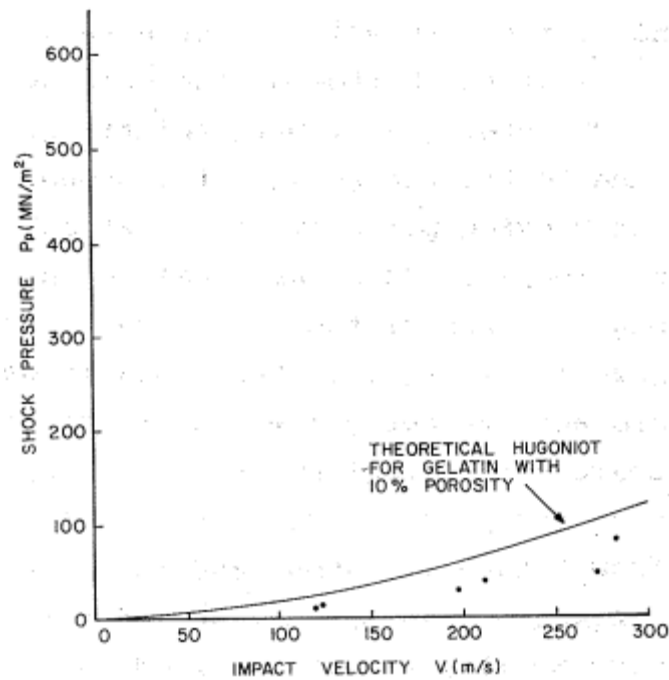


Figure 3.9: Les pressions d'impact initial (Hugoniot) en fonction de la vitesse d'impact pour l'oiseau réel (poulet) de 1800 g nominal à l'impact de 25°.

3.4.4. Les pressions de l'écoulement stationnaire

3.4.4.1. L'impact normal

Quand l'onde de choc se propage à l'intérieur du projectile, le matériau au bord du projectile est soumis à un gradient de pression très haut. Ce gradient de pression cause l'accélération radiale du matériau vers l'extérieur, et les ondes de détente se propagent vers l'intérieur. La fonction de ces ondes de détente est de soulager le gradient de pression radial dans le projectile. Les ondes de détente se déplacent à l'intérieur du projectile, rattrapant par la suite l'onde choc initiale. Le processus de détente pour un cylindre est montré dans la Figure (3.10). Comme la pression radiale diminue durant l'affaiblissement de la pression de choc, les contraintes de cisaillement se développent dans le matériau de projectile. Ces contraintes de cisaillement sont plus grandes que la résistance au cisaillement du matériau et sont suffisantes pour causer « l'écoulement ». Alors, l'oiseau peut être considéré se comporter comme un fluide. Après plusieurs réflexions des ondes de détente, une condition d'écoulement stationnaire est établie. Un champ constant de pression et de vitesse est installé dans le projectile et est resté jusqu'à ce que

l'extrémité du projectile atteint la surface de cible. Cette phase d'état stationnaire est habituellement indiquée par un palier de pression sur les traçages de la pression. Comme a pu être vu dans la Figure (3.5), une grande quantité de "bruit" à haute fréquence a été superposée aux profils de la pression, qui a rendu dur l'identification du palier et la mesure précise de la pression d'état-stationnaire. Par conséquent, une valeur moyenne de la pression a été mesurée et employée dans la présentation des distributions de la pression. Ce bruit a été étudié par WILBECK [1] et pourrait être provoqué par la dissolution ou la déchirure du matériau (création de nouvelles surfaces) durant l'impact ou par les charges d'accélération sur les jauges provoquées par la pression de vibrations de la plaque.

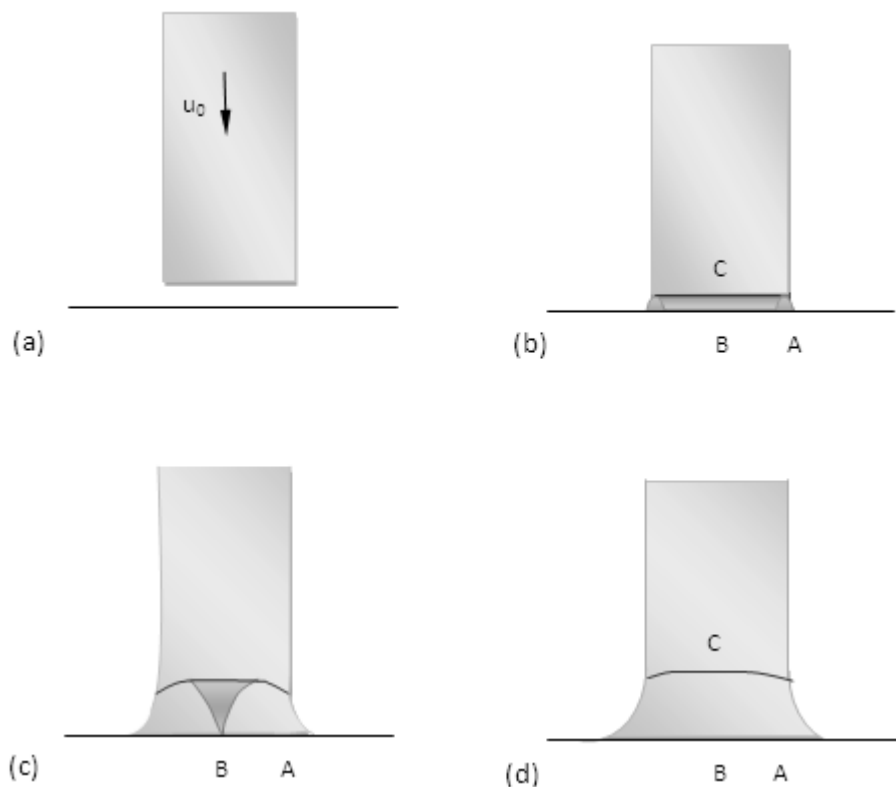


Figure 3.10: Les ondes de choc et de détente dans l'impact fluide. (a) avant l'impact ; (b) région choquée juste après l'impact ; (c) les ondes de détente ont convergé au point B, l'axe du cylindre ; (d) les ondes de détente ont juste attrapé le centre du choc, point. C.

En utilisant la théorie d'écoulement potentiel, WILBECK [1] a calculé, la pression de l'état stationnaire pour un impact d'oiseau à l'incidence normale. La

pression au centre de l'impact s'est avérée égale à la pression de stagnation qui a été approximée par :

$$P_s \simeq \frac{1}{2} \rho_0 V^2 \quad (3 - 2)$$

où ρ_0 est la densité du matériau et V est la vitesse de l'impact. La pression de stagnation est la pression la plus élevée durant le régime de l'écoulement stationnaire et est un facteur important dans la graduation des charges de l'impact d'oiseau, puisqu'elle est employée pour a-dimensionner la distribution de la pression de l'écoulement stationnaire.

3.4.4.2. L'impact oblique

Pour l'impact oblique, la majorité de fluide circulera "en aval" sur le côté obtus de l'impact. Le point de stagnation décale "en amont" au côté aigu du centre de l'impact comme représenté dans la Figure (3.11). Aussi longtemps qu'un point de stagnation existe, la pleine pression de stagnation se produira au point de stagnation indépendamment de l'angle d'impact. Cependant, la distribution de la pression le long de la surface dépendra considérablement de l'angle d'impact. Il est difficile d'analyser la distribution de la pression dans un impact cylindrique oblique parce que c'est un problème tridimensionnel de dynamique de fluide.

Un certain nombre d'auteurs [6, 7, 8] ont traité le cas bidimensionnel de l'impact oblique d'une tôle. TAYLOR [3] a également fait quelques investigations expérimentales sur l'écoulement d'un jet cylindrique oblique. Cependant, aucune description satisfaisante des pressions d'un jet oblique n'a été trouvée. Ainsi, une recherche analytique sur l'écoulement d'un jet oblique a été entreprise comme partie de ce programme.

BOEHMAN [9] a employé la théorie de l'écoulement potentiel à fin de développer un modèle pour prévoir la distribution de la pression produite par l'écoulement d'état stationnaire d'un jet cylindrique impactant sur une plaque plane rigide. Il a utilisé une distribution de densité de source sur la surface de la plaque et a résout la distribution de la pression nécessaire pour mettre la vitesse normale zéro sur la frontière.

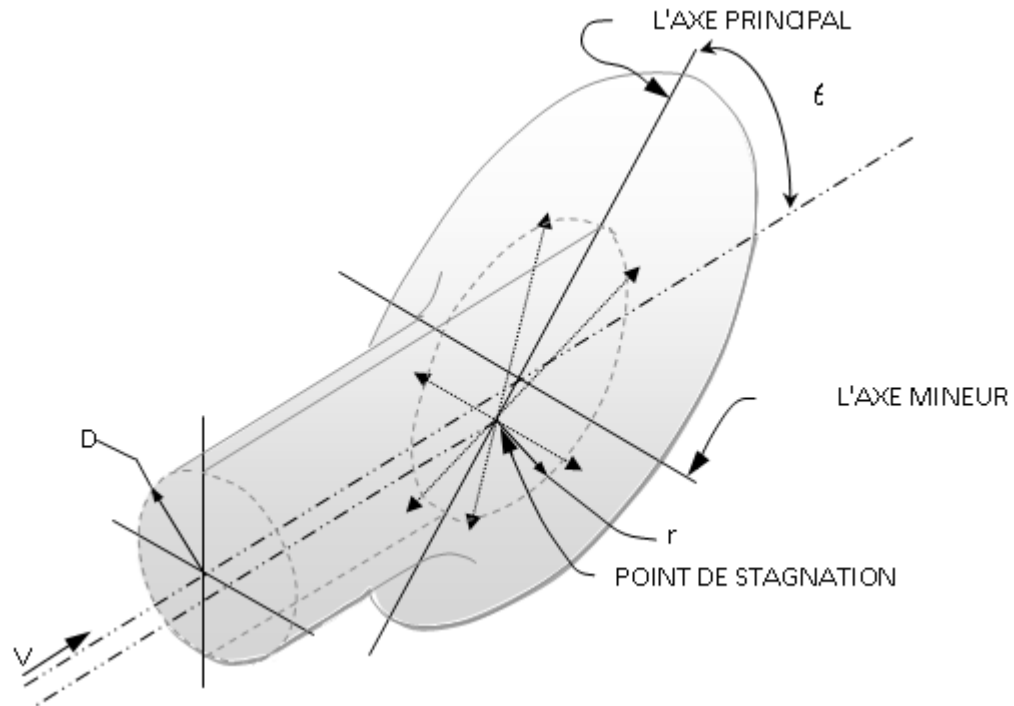


Figure 3.11: La géométrie de l'écoulement dans un impact oblique.

Il est supposé que la distribution de pression, comme calculée pour ce problème de dynamique de fluide, fournirait une description raisonnable de la partie de l'écoulement stationnaire d'un impact d'oiseau. Des hypothèses ont été faites pour que l'écoulement pourrait être traité comme incompressible et irrotationnel. Ces hypothèses sont soutenues par le fait que (1): les pressions d'état d'équilibre (stationnaire) mesurées dans les expériences sont petites par rapport aux pressions exigées pour produire des changements significatifs de densité dans l'eau et, (2): le temps sur lequel l'écoulement stationnaire existe est petit par rapport au temps requis pour établir la forte vorticité dans l'écoulement. Il convient de noter que la partie de l'écoulement stationnaire d'un impact d'oiseau est idéalement approprié à la modélisation par la théorie d'écoulement potentiel parce qu'il n'y a aucun entraînement de fluide environnant.

3.4.4.3. L'oiseau réel

Les figures (3.12), (3.13), et (3.14) montrent les distributions de pression adimensionnelles de l'écoulement stationnaire le long de l'axe majeur pour les impacts d'oiseaux réels pour les angles d'impact 90 , 45 , et 25 , respectivement.

Les pressions sont normalisées à la pression de stagnation comme calculé dans l'équation (3-2). En parallèle avec les données expérimentales, deux ensembles de courbes sont montrés dans ces figures. La distribution de pression prévue par BOEHMAN [9] pour les impacts, normal (90°), 45° , et 25° , et les ajustements de la courbe des moindres carrés des données expérimentales de projectiles de petites tailles de gélatine par BAUER [5]. Les barres d'erreur montrées parallèle à l'axe d'ordonnée représentent l'incertitude dans la mesure de la pression d'état stationnaire à partir de traçages de pression créée par la superposition du bruit de haute fréquence sur le profil de pression d'oiseaux. Les barres d'erreur montrées parallèle à l'axe d'abscisse sont basées sur l'erreur maximum dans la détermination de l'endroit initial de l'impact sur la cible. L'erreur maximum a été calculée par BAUER [5] et est provoquée par le déplacement de la trajectoire actuelle de la vraie trajectoire du projectile.

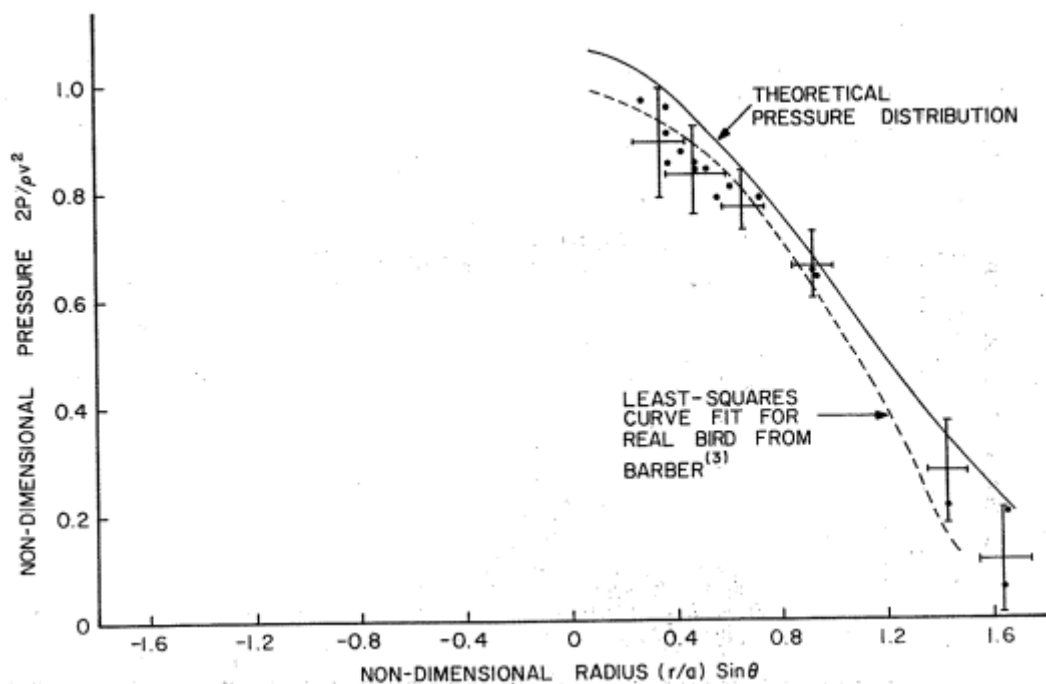


Figure 3.12: La distribution normalisée de la pression de l'écoulement stationnaire pour l'oiseau réel (Poulet) de 1800 g nominal le long de l'axe majeur à l'impact normal.

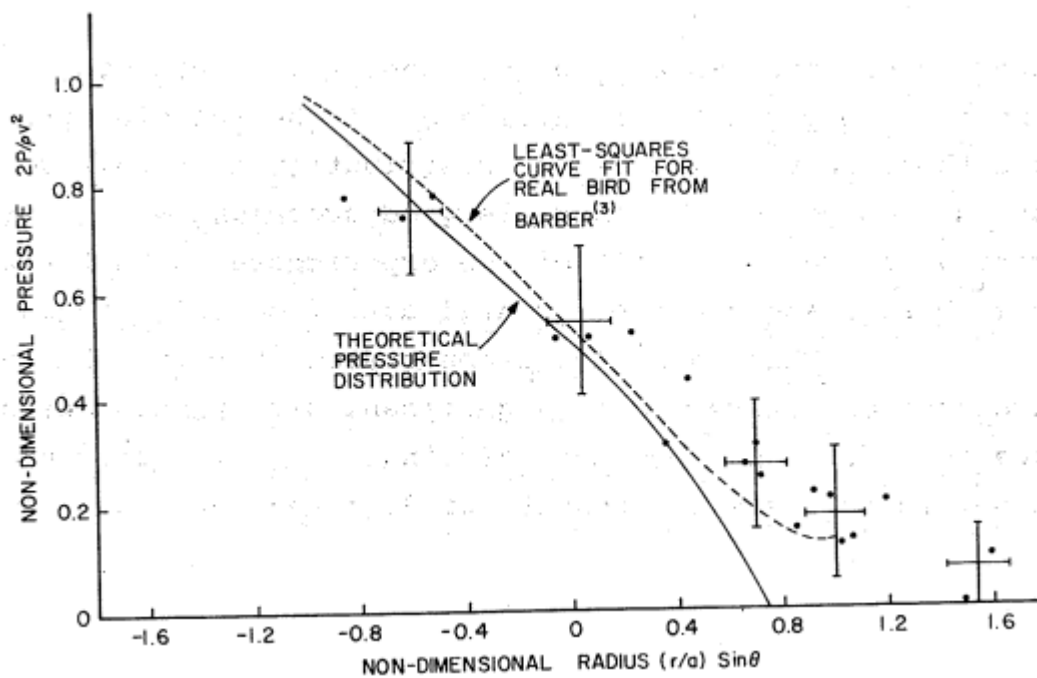


Figure 3.13: La distribution normalisée de la pression de l'écoulement stationnaire pour l'oiseau réel (Poulet) de 1800 g nominal le long de l'axe majeur à l'impact de 45° .

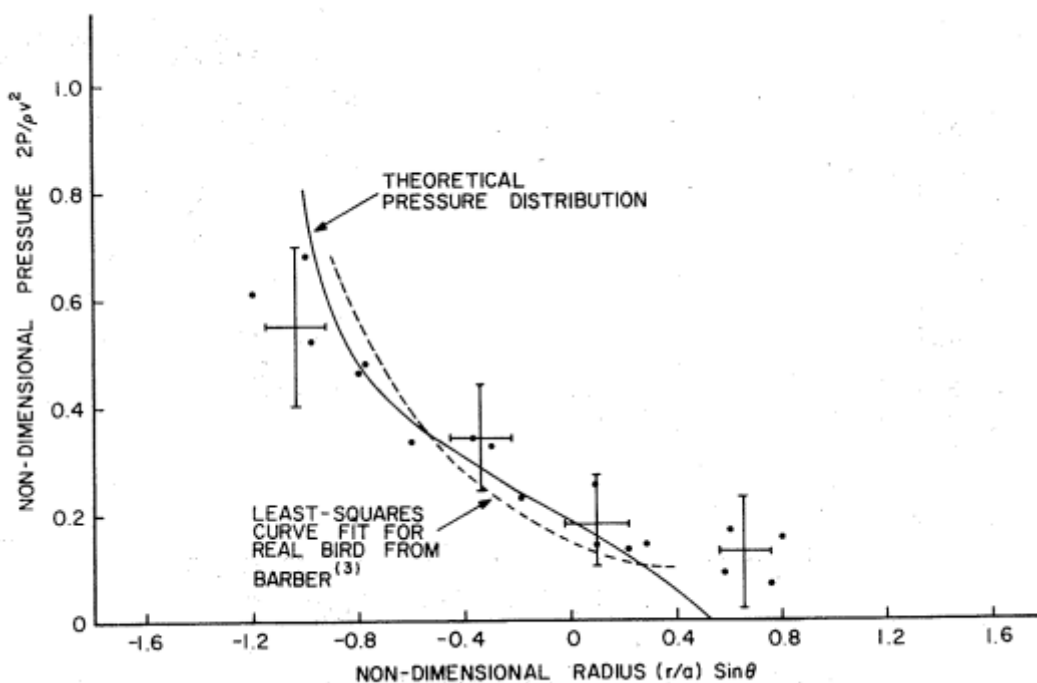


Figure 3.14: La distribution normalisée de la pression de l'écoulement stationnaire pour l'oiseau réel (Poulet) de 1800 g nominal le long de l'axe majeur à l'impact de 25° .

CHAPITRE 4

MODELISATION DE L'ÉCOULEMENT POTENTIEL DES IMPACTS Y COMPRIS D'FOD

4.1. Introduction

L'impact d'un matériau de corps doux (d'oiseau ou de glace) sur une structure est modélisé en utilisant une méthode bien développée de la théorie de l'écoulement potentiel connue sous le nom de la méthode de singularités de surface. Le procédé employé pour appliquer la méthode de singularités de surface à l'impact y compris l'impact d'FOD est basé essentiellement sur le travail de Hess et Smith [10 ,11].

4.2. Description générale de la méthode de singularités de surface

La méthode de singularités de surface a son origine d'un théorème bien connu de la théorie de l'écoulement potentiel qui déclare, essentiellement, que si le potentiel de vitesse ou sa dérivée est connu sur la frontière entière d'un écoulement potentiel, alors le champ de la vitesse peut être déterminé dans toute la région de l'écoulement [7] avec ce théorème, et à l'aide du théorème de Green, la strate équivalente de Green des (singularités) sources et doublets est développée. Cette strate déclare essentiellement que le potentiel de la vitesse d'un fluide au mouvement peut être exprimé en termes de distribution des sources et/ou doublets au-dessus de la frontière de l'écoulement [7], pour des écoulements potentiels non-portants seules les distributions de sources doivent être considérées, tandis que les distributions de doublets sont exigées pour l'analyse des écoulements potentiels portants. Les distributions de sources sont considérablement plus faciles à l'application [17] et, en se basant sur les bons résultats obtenus dans le travail préliminaire en utilisant des distributions de sources [4], seulement les distributions de source sont employées dans le modèle décrit dans ce chapitre. La méthode de singularités de surface utilisée dans la modélisation de l'impact y compris d'FOD utilise une distribution de densité de

sources sur les frontières de l'écoulement, et résout pour une distribution de densité de sources satisfaisant les conditions aux limites indiquées. Une fois que la distribution de la densité de source est connue, les vitesses de l'écoulement sur les frontières du champ de l'écoulement et dans tout le champ de l'écoulement peuvent être calculées.

Afin de comprendre la méthode de singularités de surface, on considère un écoulement stationnaire d'un fluide parfait empiétant sur un corps tridimensionnel comme représenté dans la Figure (4.1). Comme discussion initiale de la méthode, l'écoulement stationnaire sera considéré à ampleur infinie. Les modifications exigées pour adapter la méthode aux écoulements d'ampleur finie tels que les écoulements du jet seront discutées plus tard.

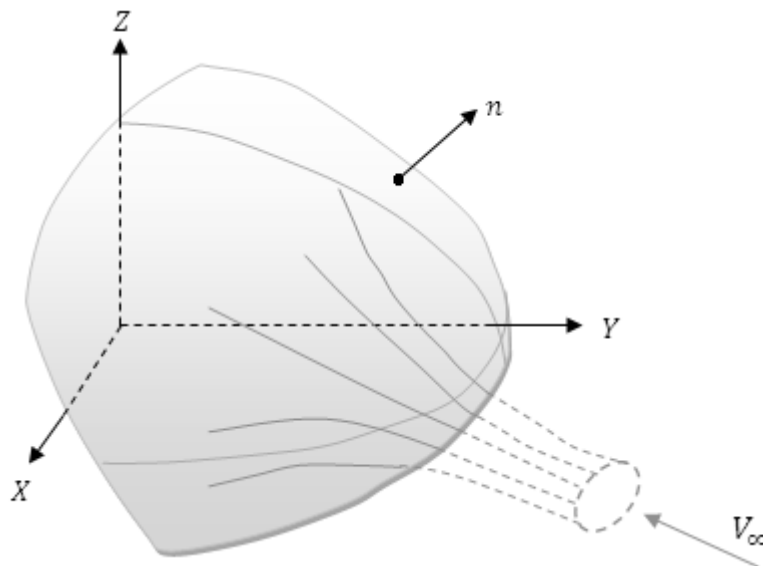


Figure 4.1: Le champ de l'écoulement tridimensionnel.

4.2.1. La singularité de surface pour des écoulements d'ampleur infinie

Soit un écoulement stationnaire d'un fluide parfait autour d'un corps tridimensionnel. La surface du corps est dénotée S , et ayant une équation de la forme:

$$F(X, Y, Z) = 0 \quad (4 - 1)$$

où X , Y , et Z sont les coordonnées cartésiennes. Pour la simplicité on suppose que l'écoulement de début, c.-à-d., l'écoulement de fluide non-perturbé par le corps, est pris comme un jet uniforme d'une grandeur égale à l'unité. Cet écoulement est représenté par le vecteur constant \vec{V}_∞ avec les composantes $V_{\infty X}$, $V_{\infty Y}$ et $V_{\infty Z}$, le long des axes de coordonnée X , Y , et Z , où:

$$V_\infty = \sqrt{V_{\infty X}^2 + V_{\infty Y}^2 + V_{\infty Z}^2} = 1 \quad (4-2)$$

La vitesse du fluide à un point peut être exprimée par un gradient négatif d'une fonction potentielle Φ , qui doit satisfaire trois conditions. Elle doit satisfaire l'équation de Laplace dans la région R' extérieur de S , avoir une dérivée normale zéro sur S , et s'approche du potentiel approprié de jet uniforme à l'infini. Symboliquement:

$$\Delta\Phi = 0 \quad \text{dans } R' \quad (4-3)$$

$$\left. \frac{\partial\Phi}{\partial n} \right|_S = \vec{n} \cdot \text{grad}\Phi|_{F=0} = 0 \quad (4-4)$$

$$\Phi \rightarrow -(V_{\infty X}x + V_{\infty Y}y + V_{\infty Z}z) \quad \text{Pour } X^2 + Y^2 + Z^2 \rightarrow \infty \quad (4-5)$$

où Δ dénote l'opérateur de Laplacien et \vec{n} est le vecteur normal unitaire sortant à un point de la surface S . Comme montré dans la Figure (4.2), c.-à-d.,

$$n = \pm \left[\frac{\text{grad } F}{|\text{grad } F|} \right]_{F=0} \quad (4-6)$$

où le signe en (4-6) est choisi pour que n soit un vecteur normal sortant. Se servant du principe de superposition, la fonction potentielle Φ peut être écrite:

$$\Phi = \phi_\infty + \phi \quad (4-7)$$

où ϕ_∞ est le potentiel de jet uniforme et est égal à:

$$\phi_\infty = -(V_{\infty X}x + V_{\infty Y}y + V_{\infty Z}z) \quad (4-8)$$

et ϕ est le potentiel de perturbation dû au corps. Alors ϕ devrait satisfaire:

$$\Delta\phi = 0 \quad \text{dans } R' \quad (4-9)$$

$$\left. \frac{\partial\phi}{\partial n} \right|_S = \vec{n} \cdot \text{grad}\phi|_{F=0} = \vec{n} \cdot \vec{V}_\infty|_{F=0} \quad (4-10)$$

$$\phi \rightarrow 0 \quad \text{Pour } (X^2 + Y^2 + Z^2) \rightarrow \infty \quad (4-11)$$

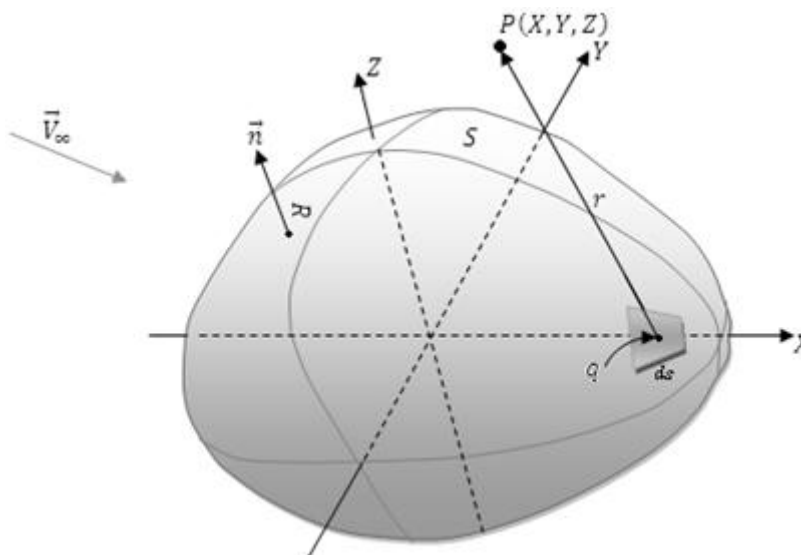


Figure 4.2: La notation utilisée en décrivant le potentiel dû à une distribution de densité de sources de surface.

De la théorie potentielle, ce potentiel peut être évalué en termes de distribution de densité de sources de surface avec laquelle la surface de corps est couverte [7]. Alors ϕ peut être écrit comme:

$$\phi(x, y, z) = \iint_S \frac{\sigma(q)}{r(P, q)} ds \quad (4-12)$$

où $r(P, q)$ est la distance du point d'intégration, q , sur la surface au point de champ, P de coordonnées (x, y, z) , où le potentiel est évalué comme représenté dans la Figure (4.2). Alors la fonction σ doit être déterminée de sorte que ϕ satisfasse la condition de dérivée normale, l'équation (4-10). La dérivée normale de ϕ sur la surface du corps est:

$$\left. \frac{\partial\phi}{\partial n} \right|_S = -2\pi\sigma(p) + \iint_S \frac{\partial}{\partial n} \frac{1}{r(p, q)} \sigma(q) ds \quad (4-13)$$

La substitution de la valeur de $\left. \frac{\partial \phi}{\partial n} \right|_S$ dans l'équation (4-10) donne l'équation intégrale pour σ comme:

$$2\pi\sigma(p) - \iint_S \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r(p,q)} \right) \sigma(q) ds = -\vec{n}(p) \cdot \vec{V}_\infty \quad (4-14)$$

Ceci est vu comme une équation intégrale bidimensionnelle de Fredholm de deuxième type au-dessus de la surface S . Une fois que cette équation est résolue pour σ , le potentiel de perturbation ϕ peut être évalué à partir de l'équation (4-12) et les composantes de la vitesse à un point quelconque de l'écoulement sont obtenues en différenciant l'équation (4-13) dans les directions de coordonnées et en ajoutant les composantes de l'écoulement de début.

Le vecteur normal unitaire a été écrit $n(p)$ pour montrer explicitement sa dépendance de la position du point.

Quelques avantages de cette méthode sont: l'équation qui doit être résolue est bidimensionnelle sur la surface du corps plutôt que tridimensionnelle sur le champ entier de l'écoulement extérieur, et la méthode peut être utilisée pour calculer des écoulements autour des corps arbitraires. Il n'y a aucune restriction que le corps soit mince, analytique, ou simplement relié ou que les vitesses de perturbation dues au corps soient petites comparées à la vitesse de l'écoulement de début. Cependant, il est exigé que la surface de corps ait un vecteur normal continu \vec{n} .

4.2.2. La complication de l'écoulement d'ampleur finie

Pour des écoulements d'ampleur finie, tels que les écoulements de jet, l'obtention d'une solution exacte exige que les lignes de courant frontières de l'écoulement doivent être incluses en tant qu'élément de la surface de l'écoulement, S , sur laquelle des sources sont réparties. L'addition de cette surface pose des complications sévères. La position de la ligne de courant de frontière du jet est inconnue. En outre, les lignes de courant de la surface du jet sont un type spécial de lignes de courant connues sous le nom de lignes de courant libres le long desquelles la grandeur de la vitesse est constante. La présence des lignes de courant libres cause des difficultés en essayant d'obtenir des solutions

numériques ou analytiques exactes. En raison des limitations de temps machine et de mémoire interne qui ont dû être considérées dans le développement du modèle actuel, il n'était pas faisable d'essayer une solution numérique exacte. Heureusement, des distributions raisonnablement précises de la pression peuvent être obtenues avec la méthode de singularité de surface sans essayer de satisfaire exactement la condition à la limite de la ligne de courant libre. Ceci est accompli par l'utilisation d'un modèle approprié pour l'écoulement de début. Ainsi, dans la modèle de chargement discuté dans ce chapitre, les sources sont seulement réparties sur la surface sur laquelle l'impact se produit. Le modèle ainsi utilise la même procédure de base comme celle décrite dans le paragraphe (4.2.1) pour des écoulements d'ampleur infinie, sauf que maintenant la distribution de la vitesse de l'écoulement de début n'est pas un champ de vitesse constant mais est un champ de vitesse variable dans l'espace. Comme il est montré dans [4], même le modèle le plus simple possible de l'écoulement de début, qui a une distribution uniforme de la vitesse sur la section de l'objet impactant et une vitesse nulle partout, donne des résultats étonnamment bons.

4.3. Description détaillée de la méthode de résolution

Une description détaillée de la méthode utilisée pour résoudre la distribution de la densité de source, le potentiel de perturbation, et les vitesses de l'écoulement de perturbation avec leurs équations analytiques est présentée.

4.3.1. L'approximation de la surface du corps

Pour permettre aux corps arbitraires d'être considérés, il est exigé que la surface de corps soit indiquée par un ensemble de points dans l'espace appelés les points d'entrée. Puis la surface de corps est approximée par un grand nombre de petits éléments quadrilatéraux plans. Ces éléments sont formés des points originaux définissant la surface du corps comme représenté dans la Figure (4.3).

Dans le modèle, il est exigé que les coordonnées de tous les points nœuds sur la surface impactée soient fournies au modèle de chargement. Spécifiquement, les points nœuds dans le programme d'éléments-finis deviennent des endroits approximatifs de point nul (défini d'être le point où l'élément quadrilatéral n'induit aucune vitesse dans son propre plan) autour duquel les

éléments quadrilatéraux plans sont construits dans l'analyse de l'écoulement potentiel. Ceci facilite considérablement le couplage du modèle de chargement de différence-finie avec le code de structure d'éléments-finis. Les points nuls sont les points auxquels, avec la moindre quantité d'effort informatique et avec la plus grande exactitude, les pressions de surface peuvent être calculées dans le modèle de chargement. Les endroits nodaux de la surface sont les points où le code de structure d'éléments finis exige que les charges de surface soient définies.

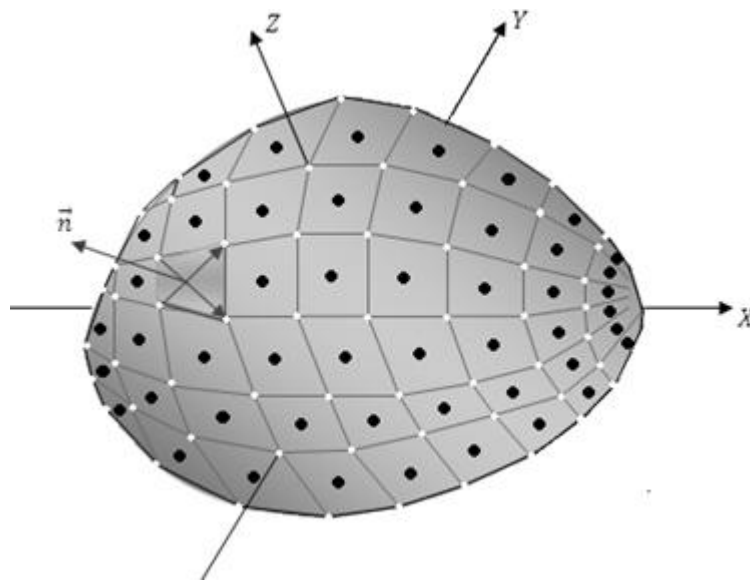


Figure 4.3: La représentation approximative de la surface du corps.

4.3.1.1. L'entrée des points nœuds définissant la surface du corps à impacter

Les coordonnées de l'ensemble des points nœuds d'éléments finis définissant la surface de l'objet impacté sont données dans le système de coordonnées de référence, c.-à-d., le système de coordonnées employé pour décrire la forme de la surface impactée avant que l'impact se produise. Chaque point nœud est identifié par une paire de nombres entiers, m et n , où n identifie la colonne des points auxquels elle appartient et m définit sa position dans la colonne.

4.3.1.2. Le calcul des éléments quadrilatéraux

Les éléments quadrilatéraux sont calculés au moyen des groupes de quatre points nodaux voisins qui, ne sont pas en général situés dans un plan, pour des

surfaces non planes. On considère un point nodal identifié par (m, n) qui n'est pas sur les premières ou les dernières lignes m ou n (les lignes de frontière). Les points nodaux se trouvant sur les lignes de frontières exigent un traitement spécial.

La première étape en définissant un quadrilatère est de localiser quatre points autour du point nodal (m, n) qui peuvent être considérés comme points de "coin" d'une surface avec quatre bords mais, qui ne sera pas en général un quadrilatère plan. Ces quatre points de "coin" sont situés à mi-chemin le long de chacun des quatre vecteurs reliant le point nodal (m, n) aux points nodaux $(m - 1, n - 1)$, $(m + 1, n - 1)$, $(m + 1, n + 1)$, et $(m - 1, n + 1)$. Ces points sont marqués 1, 2, 3, et 4 respectivement et qui s'appelleront les points mi-nœud. Les coordonnées des points mi-nœud sont:

$$\begin{array}{ll} 1: X_1, Y_1, Z_1 & 2: X_2, Y_2, Z_2 \\ 3: X_3, Y_3, Z_3 & 4: X_4, Y_4, Z_4 \end{array}$$

Une fois qu'un point mi-nœud est défini pour un élément, il peut être utilisé dans la formation de jusqu'à trois éléments voisins. Par conséquent, il n'est pas nécessaire de construire réellement tout les quatre vecteurs pour chaque point nodal.

4.3.2. La formation de l'élément de surface quadrilatéral plan

Dans la formation des éléments de surface quadrilatéraux plans à partir des quatre points indiqués, qui ne sont pas en général situés dans un plan, la première étape est de former deux vecteurs "diagonaux", dont chacun est simplement le vecteur entre deux des quatre points. La manière d'associer les points en paires pour former ces vecteurs assure que les deux points utilisés pour former un vecteur ne seront pas utilisés pour obtenir des points sur le même côté du quadrilatère. D'où la désignation "vecteur diagonal", figure (4.3). Le produit vectoriel des deux vecteurs diagonaux est pris comme vecteur normal au plan de l'élément quadrilatéral. L'ordre des points originaux définissant la surface est utilisé pour s'assurer que le produit vectoriel donne une normale sortante à la surface du corps.

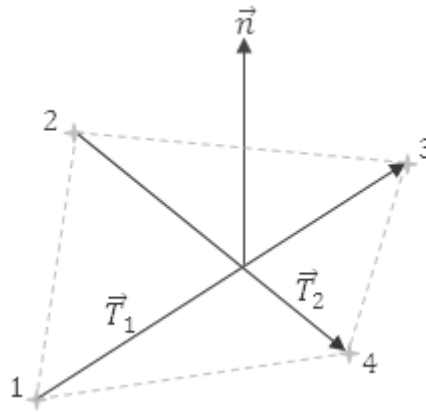


Figure 4.4: La définition du vecteur normal sortant.

Le produit vectoriel \vec{N} , de ces vecteurs qui ne sont pas orthogonaux et qui ne s'intersectent pas, divisé par sa propre longueur est pris comme vecteur unitaire \vec{n} normal, au plan de l'élément.

$$\vec{N} = \vec{T}_2 \times \vec{T}_1 \quad (4 - 15)$$

Les composantes de \vec{N} sont:

$$N_x = T_{2Y} T_{1Z} - T_{1Y} T_{2Z}$$

$$N_y = T_{1X} T_{2Z} - T_{2X} T_{1Z} \quad (4 - 16)$$

$$N_z = T_{2X} T_{1Y} - T_{1X} T_{2Y}$$

où: (T_{1X}, T_{1Y}, T_{1Z}) sont les composantes du vecteur \vec{T}_1 , et (T_{2X}, T_{2Y}, T_{2Z}) sont les composantes du vecteur \vec{T}_2 .

Les composantes du vecteur normal unitaire \vec{n} sont:

$$n_x = \frac{N_x}{N}$$

$$n_y = \frac{N_y}{N} \quad (4 - 17)$$

$$n_z = \frac{N_z}{N}$$

où

$$N = \sqrt{N_x^2 + N_y^2 + N_z^2} \quad (4 - 18)$$

Pour indiquer complètement le plan de l'élément un point dans le plan est également exigé. Ce point est pris en tant que le point dont ces coordonnées $\bar{X}, \bar{Y}, \bar{Z}$ sont les moyennes des coordonnées des quatre points mi-nœud, c.-à-d.,

$$\bar{X} = \frac{1}{4}(X_1 + X_2 + X_3 + X_4)$$

$$\bar{Y} = \frac{1}{4}(Y_1 + Y_2 + Y_3 + Y_4) \quad (4 - 19)$$

$$\bar{Z} = \frac{1}{4}(Z_1 + Z_2 + Z_3 + Z_4)$$

Maintenant les points mi-nœud seront projetés dans le plan de l'élément le long du vecteur normal. Les points résultants sont les points de coin de l'élément de source quadrilatéral plan et ces derniers, plutôt que les points mi-nœud, sont les points utilisés dans tous les calculs. La distance d_K du point mi-nœud k ($k = 1, 2, 3, 4$) signée à partir du plan est:

$$d_K = n_x(\bar{X} - X_K) + n_y(\bar{Y} - Y_K) + n_z(\bar{Z} - Z_K) \quad (4 - 20)$$

Les coordonnées des points de coin dans le système de coordonnées de référence sont données par:

$$X'_K = X_K + n_x d_K$$

$$Y'_K = Y_K + n_y d_K \quad (4 - 21)$$

$$Z'_K = Z_K + n_z d_K$$

4.3.3. La formation du système de coordonnées de l'élément

Il est commode de dériver et d'utiliser des formules de vitesses induites par un élément de source quadrilatéral d'intensité uniforme à des points dans l'espace en supposant que cet élément se situe dans un plan de coordonnées. Ceci nécessite la construction d'un système de coordonnées ayant deux de ses axes dans le plan de l'élément. Ainsi, trois vecteurs unitaires mutuellement perpendiculaires sont exigés, deux sont dans le plan de l'élément et un est normal à ce dernier.

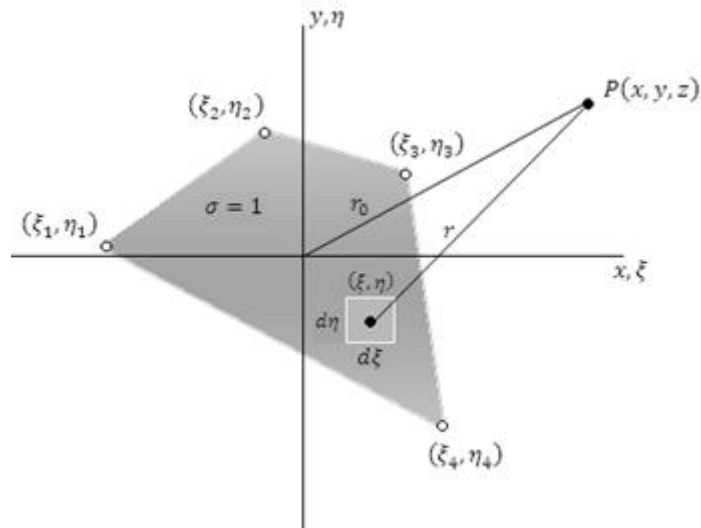


Figure 4.5: Un quadrilatéral plan situé dans le plan x, y

Le vecteur normal unitaire est pris en tant qu'un des vecteurs unitaires, et les vecteurs unitaires situés dans le plan de l'élément sont dénotés par \vec{t}_1 et \vec{t}_2 . \vec{t}_1 est pris comme \vec{T}_1 divisé par sa propre longueur, c.-à-d.,

$$t_{1X} = \frac{T_{1X}}{T_1}$$

$$t_{1Y} = \frac{T_{1Y}}{T_1} \quad (4 - 22)$$

$$t_{1Z} = \frac{T_{1Z}}{T_1}$$

où
$$T_1 = \sqrt{T_{1X}^2 + T_{1Y}^2 + T_{1Z}^2} \quad (4 - 23)$$

Le vecteur \vec{t}_2 est défini par $\vec{t}_2 = \vec{n} \times \vec{t}_1$, alors que ses composantes soient:

$$t_{2X} = n_Y t_{1Z} - n_Z t_{1Y}$$

$$t_{2Y} = n_Z t_{1X} - n_X t_{1Z} \quad (4 - 24)$$

$$t_{2Z} = n_X t_{1Y} - n_Y t_{1X}$$

Pour transformer les coordonnées des points et les composantes des vecteurs entre le système de coordonnées de référence et le système de

coordonnées de l'élément, une matrice de transformation (ou de passage) est exigée.

Les éléments de cette matrice sont les composantes des trois vecteurs unitaires de base, $\vec{t}_1, \vec{t}_2, \vec{n}$.

La matrice de transformation est:

$$\begin{aligned} a_{11} &= t_{1X} & a_{12} &= t_{1Y} & a_{13} &= t_{1Z} \\ a_{21} &= t_{2X} & a_{22} &= t_{2Y} & a_{23} &= t_{2Z} \\ a_{31} &= n_X & a_{32} &= n_Y & a_{33} &= n_Z \end{aligned} \quad (4 - 25)$$

Pour transformer les coordonnées des points d'un système à l'autre, les coordonnées de l'origine du système de coordonnées de l'élément dans le système de coordonnées de référence sont exigées; ces derniers soient dénotés par X_0, Y_0, Z_0 . Alors, si un point ayant les coordonnées X', Y', Z' dans le système de coordonnées de référence et les coordonnées X, Y, Z dans le système de coordonnées de l'élément, la transformation du système de coordonnées de référence au système de coordonnées de l'élément sera:

$$\begin{aligned} X &= a_{11}(X' - X_0) + a_{12}(Y' - Y_0) + a_{13}(Z' - Z_0) \\ Y &= a_{21}(X' - X_0) + a_{22}(Y' - Y_0) + a_{23}(Z' - Z_0) \\ Z &= a_{31}(X' - X_0) + a_{32}(Y' - Y_0) + a_{33}(Z' - Z_0) \end{aligned} \quad (4 - 26)$$

tandis que la transformation du système de l'élément au système de référence est:

$$\begin{aligned} X' &= X_0 + a_{11}X + a_{21}Y + a_{31}Z \\ Y' &= Y_0 + a_{12}X + a_{22}Y + a_{32}Z \\ Z' &= Z_0 + a_{13}X + a_{23}Y + a_{33}Z \end{aligned} \quad (4 - 27)$$

L'origine est temporairement prise comme point dont ces coordonnées sont les moyennes des quatre points mi-nœud, c.-à-d., le point de coordonnées $\bar{X}, \bar{Y}, \bar{Z}$ dans le système de coordonnées de référence, et est employée pour trouver les coordonnées du centre de la surface (Figure (4.6)).

En utilisant la transformation ci-dessus, les points de coin sont transformés au système de coordonnées de l'élément basé sur le point moyen comme origine. Leurs coordonnées dans le système de coordonnées de l'élément sont dénotés par ξ_k^* , η_k^* , 0, ($k = 1, 2, 3, 4$). Puisqu'ils se situent dans le plan de l'élément, ils ont une coordonnée ζ nulle dans le système de coordonnées de l'élément.

L'origine du système de coordonnées de l'élément est maintenant transférée au centre de la surface du quadrilatère. Avec le point moyen comme origine, les coordonnées du centre de la surface dans le système de coordonnées de l'élément sont [18]:

$$\xi_0 = \frac{1}{3} \frac{I}{\eta_2^* - \eta_4^*} [\xi_4^*(\eta_1^* - \eta_2^*) + \xi_2^*(\eta_4^* - \eta_1^*)] \quad (4 - 28)$$

$$\eta_0 = -\frac{1}{3}\eta_1^*$$

Celles-ci sont soustraites des coordonnées des points de coin dans le système de coordonnées de l'élément basé sur le point moyen comme origine pour obtenir les coordonnées des points de coin dans le système de coordonnées de l'élément basé sur le centre de la surface ou l'origine, c.-à-d.,

$$\xi_k = \xi_k^* - \xi_0 \quad k = 1, 2, 3, 4 \quad (4 - 29)$$

$$\eta_k = \eta_k^* - \eta_0$$

Puisque le centre de la surface doit être utilisé comme origine du système de coordonnées de l'élément, ses coordonnées dans le système de coordonnées de référence sont exigées pour l'usage avec la matrice de transformation.

Ces coordonnées sont:

$$X_0 = \bar{X} + a_{11}\xi_0 + a_{21}\eta_0$$

$$Y_0 = \bar{Y} + a_{12}\xi_0 + a_{22}\eta_0 \quad (4 - 30)$$

$$Z_0 = \bar{Z} + a_{13}\xi_0 + a_{23}\eta_0$$

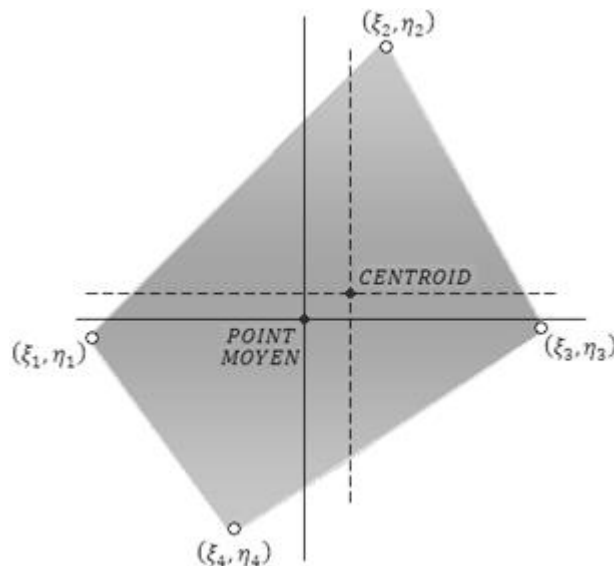


Figure 4.6: Le transfert de l'origine d'un élément quadrilatéral plan, du point moyen au centre de la surface.

4.3.4. Détermination de point nul

Il est nécessaire de choisir un point particulier sur chaque élément quadrilatéral où la vitesse normale sera exigée de disparaître et où les vitesses de l'écoulement seront calculées. Ce point est pris comme point où le quadrilatère n'induit aucune vitesse dans son propre plan. Ce point est appelé le point nul. Les coordonnées X et Y de ce point, dans le système de coordonnées de l'élément, sont obtenues comme solution de deux équations non linéaires simultanées. Ces équations sont:

$$V_X(X, Y) = 0 \quad (4 - 31)$$

$$V_Y(X, Y) = 0$$

où V_X et V_Y sont les composantes de la vitesse induite par un élément de source quadrilatéral d'une densité de source égale à l'unité. Elles sont dérivées de la fonction potentielle fondamentale. Les équations générales des composantes de la vitesse induite sont:

$$m_{34} = \frac{\eta_4 - \eta_3}{\xi_4 - \xi_3} \qquad m_{41} = \frac{\eta_1 - \eta_4}{\xi_1 - \xi_4}$$

et

$$r_k = \sqrt{(X - \xi_k)^2 + (Y - \eta_k)^2 + Z^2} \qquad k = 1, 2, 3, 4 \qquad (4 - 37)$$

et

$$e_k = Z^2 + (X - \xi_k)^2 \qquad k = 1, 2, 3, 4 \qquad (4 - 38)$$

$$h_k = (Y - \eta_k)(X - \xi_k) \qquad k = 1, 2, 3, 4 \qquad (4 - 39)$$

avec $Z = 0$ et ξ_k, η_k posés égal aux coordonnées des points de coin, qui ont été obtenues précédemment, ces équations sont résolues au moyen d'un procédé itératif, qui utilise une expression analytique pour les dérivées de V_X et V_Y . En utilisant la notation $()_X = \partial/\partial X$, $()_Y = \partial/\partial Y$, le procédé itératif est comme suit. X_p et Y_p dénote la $p^{\text{ème}}$ approximation aux coordonnées X et Y de point nul et la notation $[]^{(p)}$ dénote la quantité entre parenthèses évaluée à $X = X_p, Y = Y_p$. Une fois que l'approximation (p) a été trouvée, l'approximation $(p + 1)$ est obtenue en résolvant la paire suivante d'équations algébriques linéaires pour X_{p+1}, Y_{p+1} .

$$[(V_X)_X]^{(p)}(X_{p+1} - X_p) + [(V_X)_Y]^{(p)}(Y_{p+1} - Y_p) = -[V_X]^{(p)} \qquad (4 - 40)$$

$$[(V_Y)_X]^{(p)}(X_{p+1} - X_p) + [(V_Y)_Y]^{(p)}(Y_{p+1} - Y_p) = -[V_Y]^{(p)}$$

La première approximation est $X = Y = 0$. Le procédé itératif est arrêté quand les composantes de la vitesse induite au point nul approximatif sont toutes les deux inférieures en valeur absolue qu'une valeur prescrite.

4.3.5. La formation de la matrice de vecteur des coefficients d'influence

Les vitesses induites par les éléments de source quadrilatéraux en chacun des autres points nuls doivent être calculées. Ceci est fait sous l'hypothèse que la densité de source sur chaque élément est d'une intensité égale à l'unité. Le résultat final de ce calcul est l'ensemble complet des vitesses induites à chaque point nul par chaque élément quadrilatéral. Cette rangée peut être considérée comme une "matrice des coefficients d'influence," dont les éléments sont des vecteurs dans l'espace tridimensionnel.

Le calcul de base est le calcul des composantes de la vitesse induite au point nul de l' i -ème élément par une distribution de densité de source de l'unité sur le j -ème élément.

Les coordonnées de l' i -ème point nul, X_{np}' , Y_{np}' , Z_{np}' sont transformées en système de coordonnées du j -ème élément obtenant X_{np} , Y_{np} , Z_{np} . La transformation est accomplie au moyen de l'équation (4-26). Les composantes de la vitesse sont évaluées à partir des équations (4-32), (4-33), et (4-34).

L'évaluation des composantes de la vitesse, V_X et V_Y ne pose aucun problème. La composante V_Z exige une manipulation spéciale dans certains cas. Quand $Z_{np} \rightarrow 0$, $V_Z \rightarrow 0$ si le point nul approche un point dans le plan en dehors des frontières du quadrilatère. Cependant, $V_Z \rightarrow 2\pi$ (Signe Z_{np}) si le point nul approche un point dans le quadrilatère.

Les composants de la vitesse induite V_X, V_Y, V_Z sont exprimés dans le système de coordonnées de l'élément et doivent être transformés pour obtenir les composants V_X', V_Y', V_Z' dans le système de coordonnées de référence. Ceci est fait en employant l'équation (4-26).

Pour obtenir un ensemble d'équations algébriques linéaires pour les valeurs inconnues de la densité de source sur les éléments, la première étape est de calculer les vitesses normales induites par les divers éléments à chaque point nul, dont on suppose encore que chacun a une densité de source de l'unité.

La vitesse normal induite au point nul de l' i -ème élément par une densité de source de l'unité sur le j -ème élément est obtenue en prenant le produit scalaire de \vec{V}_{ij} avec le vecteur normal unitaire de l' i -ème élément. \vec{n}_i . \vec{V}_{ij} est défini comme vecteur de la vitesse induite au point nul de l' i -ème élément par une densité de source de l'unité sur le j -ème élément. Cette vitesse normale induite est dénotée par A_{ij} . Elle est donnée par:

$$A_{ij} = \vec{V}_{ij} \cdot \vec{n}_i = n_{iX} V_X' + n_{iY} V_Y' + n_{iZ} V_Z' \quad (4 - 41)$$

Le résultat est une matrice scalaire dont les éléments sont les vitesses normales induites aux divers points nuls par les divers éléments quadrilatéraux

avec une densité de source de l'unité. Cette matrice est la matrice de coefficients de l'ensemble d'équations linéaires exigé, en multipliant ceci par la matrice de colonne des valeurs inconnues de la densité de source sur chaque élément donne une matrice de colonne dont les éléments sont les vrais vitesses normales induites aux points nuls par la surface entière du corps approximé. Les côtés droits des équations linéaires sont les négatifs des composantes normales de l'écoulement de débit aux divers points nuls.

4.3.6. Désignation de l'écoulement de débit

L'écoulement de débit est employé pour former un côté droit pour l'usage avec la matrice de coefficients. L'écoulement de débit est indiqué par le vecteur \vec{V}_{∞_i} et doit être défini à chaque point nul i . Ce vecteur sera une fonction variable dans l'espace pour des écoulements d'ampleur finie. Il varie également avec le temps pour une surface déformante. Actuellement, le modèle de chargement utilise le modèle simple d'écoulement de débit décrit dans le paragraphe (4.2.2) modifié pour inclure l'effet de la vitesse de déplacement de la structure déformante. Les composantes de l'écoulement de débit relative à la structure sont données par:

$$\begin{aligned} V_{\infty_x} &= V_x + U_x \\ V_{\infty_y} &= V_y + U_y \\ V_{\infty_z} &= V_z + U_z ; \end{aligned} \quad (4 - 42)$$

pour tous les points nuls qui se trouvent sous la surface projetée de l'objet impactant sur la structure. L'écoulement de débit est indiqué par zéro pour tous autres points nuls. Les composantes de la vitesse de l'écoulement de débit, donnés par l'Equation (4-42), sont définies dans le système de coordonnées de référence.

4.3.7. Les équations algébriques linéaires pour les valeurs de la densité de sources de surface

4.3.7.1. La formulation des équations

Les valeurs de la densité de source de surface sur les éléments seront obtenues comme solution d'un ensemble d'équations algébriques linéaires. Se rappelant que la densité de source est supposée constante sur chaque élément quadrilatéral. Ainsi, il y a N valeurs inconnues de la densité de source, où N est le nombre d'éléments formés à partir des points d'entrée. La vitesse normale totale doit disparaître au point nul de chaque élément formé des points nodaux; donc, il y a N équations pour N valeurs inconnues de la densité de source. La vitesse totale induite à l' i -ème point nul par tous les éléments quadrilatéraux est:

$$N_i = \sum_{j=1}^N A_{ij} \sigma_j \quad (4 - 43)$$

La composante normale de l'écoulement de débit à l' i -ème point nul est le produit scalaire de vecteur de l'écoulement de débit et le vecteur normal unitaire de l' i -ème l'élément, c.-à-d.,

$$V_{\infty_{ni}} = \vec{n}_i \cdot \vec{V}_{\infty} = n_{iX} V_{\infty_X} + n_{iY} V_{\infty_Y} + n_{iZ} V_{\infty_Z} \quad (4 - 44)$$

La vitesse normale totale à l' i -ème point nul est la somme des équations (4-43) et (4-44). Ainsi l'exigence que la vitesse normale disparaisse à tous points nuls donne l'ensemble d'équations linéaires suivant pour les valeurs de la densité de source:

$$\sum_{j=1}^N A_{ij} \sigma_j = -V_{\infty_{ni}} \quad (4 - 45)$$

En résolvant cet ensemble d'équations, un ensemble complet de densités de source est obtenu pour cet écoulement de débit.

4.3.7.2. La solution des équations

Si la surface impactée est parfaitement plane, tous les membres hors-diagonaux de A_{ij} sont identiquement zéro et la solution de A_{ij} est triviale; aucune opération de matrice n'est impliquée. Pour des surfaces non fortement courbées, les éléments hors-diagonaux sont généralement petits comparés aux éléments diagonaux et les procédures itératives de la solution de la matrice tel que le

procédé de Seidel est employé. Cette procédure donne une bonne convergence et exige moins de temps machine que les méthodes directes d'élimination en particulier quand plus de 200 éléments sont utilisés.

4.3.8. Le calcul des vitesses et des pressions totales de l'écoulement

Une fois les valeurs de la densité de source de surface sont trouvées, les vraies vitesses de l'écoulement aux points nuls sont calculées en multipliant les éléments de la " matrice des coefficients d'influence," qui sont les composantes de la vitesse induite qui ont été calculées en supposant une valeur de l'unité pour toutes les densités de source, par les vraies valeurs correspondantes des densités de source, et en additionnant tout produits qui sont appropriés pour le point nul en question. Aux résultats de cette addition les composantes appropriées de l'écoulement de début doivent être ajoutées. Se rappelant que la vitesse induite au point nul de l' i -ème l'élément par une densité de source de l'unité sur le j -ème élément est le vecteur \vec{V}_{ij} avec les composantes X_{ij}, Y_{ij}, Z_{ij} correspondantes à V_X', V_Y', V_Z' , respectivement. La vitesse de l'écoulement au point nul de l' i -ème élément est dénotée par le vecteur \vec{V}_i , avec les composantes V_{iX}, V_{iY}, V_{iZ} . Ces composantes sont données par:

$$\begin{aligned} V_{iX} &= \sum_{j=1}^N X_{ij} \sigma_j + V_{\infty X} \\ V_{iY} &= \sum_{j=1}^N Y_{ij} \sigma_j + V_{\infty Y} \\ V_{iZ} &= \sum_{j=1}^N Z_{ij} \sigma_j + V_{\infty Z} \end{aligned} \quad (4 - 46)$$

Ces équations sont évaluées pour chaque point nul. La grandeur de la vitesse V_i à chaque point nul est alors calculée à partir de:

$$V_i = \sqrt{V_{iX}^2 + V_{iY}^2 + V_{iZ}^2} \quad (4 - 47)$$

et finalement la pression à chaque point nul est calculée. La pression de chargement à n'importe quel point nul est basée sur une application de l'équation de Bernoulli sous la forme:

$$P_i = \frac{1}{2} \rho_b (V_{\infty R}^2 - V_i^2) \quad (4 - 48)$$

où $V_{\infty R}$ est définie comme grandeur de l'écoulement de débit évaluée aux coordonnées du centre de l'impact.

4.3.9. Description récapitulative du couplage entre le modèle de chargement et l'analyse dynamique structurale

Dans l'utilisation de chargement pour n'importe quelle surface d'impact de forme arbitraire, la surface de l'impact est divisée en petits éléments plans, et une distribution uniforme de sources est supposée couvrir chaque surface. Au début de l'impact, une distribution initiale de la pression pour la surface non-déformée est calculée. Durant un impact dans lequel une déformation locale a lieu, la forme déformée de la zone d'impact est calculée par le code de l'analyse dynamique de la structure. Après qu'une déformation significative soit produite, la géométrie de la zone de l'impact est fournie au modèle de chargement. Le modèle de chargement est alors utilisé pour calculer une nouvelle distribution de la pression. Lorsque le calcul de l'analyse de structure s'effectue, la forme locale, l'endroit, et la vitesse de la zone d'impact sont mises à jour et passés au modèle de chargement à des intervalles de temps appropriés. Le modèle de chargement fournit alternativement, des informations mises à jour de la distribution de la pression pour le calcul de la réponse de la structure. Le modèle de chargement est entièrement interactif avec le calcul de la réponse structurale. La durée de l'impact est calculée en suivant de combien de l'objet a été consommé durant chaque intervalle de temps.

Le modèle de chargement est capable d'une interaction détaillée avec le modèle de la réponse structurale et de traiter la translation, la rotation, et la déformation locale de la cible. Le couplage charge-réponse modélisé dans cette formulation est capable de prévoir en exact la réponse globale et la déformation locale de la cible.

CHAPITRE 5

L'INFORMATION ADDITIONNELLE REQUISE POUR L'APPLICATION DU MODÈLE DE CHARGEMENT

5.1. L'information additionnelle requise pour l'application du modèle de chargement

L'oiseau est idéalisé comme un cylindre circulaire droit avec un rapport de la longueur sur le diamètre égal à deux, $L = 2D$. La vitesse de l'oiseau relative à l'avion est prise égale et opposée à la vitesse de l'avion. Le diamètre de l'oiseau est déterminé en fonction du poids et de la densité de l'oiseau comme:

$$D = \left(\frac{2W_b}{\pi\rho_b} \right)^{1/3} \quad (5 - 1)$$

où V_b , est la vitesse axiale de l'oiseau, W_b est le poids de l'oiseau, ρ_b est la densité de l'oiseau.

Les paramètres initialement connus sont les composantes de la vitesse de l'oiseau et les coordonnées du point d'impact. Puisque la surface va être soumise à la rotation et à la déformation il est important de savoir à tout moment sur quel élément l'impact s'est produit. Ceci aidera dans le calcul de la vitesse relative et d'adimensionner les vitesses par rapport à cette vitesse relative. La direction cosinus calculée à partir des composantes de la vitesse de l'oiseau nous donnera la direction de l'impact.

Soient VBX, VBY , et VBZ les composantes de la vitesse VR de l'oiseau.

où:

$$VR = \sqrt{VBX^2 + VBY^2 + VBZ^2} \quad (5 - 2)$$

alors:

$$\cos \alpha = VBX/VR$$

$$\cos \beta = VBY/VR \quad (5 - 3)$$

$$\cos \gamma = VBZ/VR$$

où α, β, γ sont les angles que le vecteur de vitesse fait avec les axes X, Y , et Z , respectivement. La prochaine étape est de trouver l'élément où l'impact s'est produit. Ceci est fait en transformant les composantes de la vitesse de l'oiseau et les coordonnées de point de l'impact XI, YI, ZI dans le système de coordonnées de l'élément. Ceci est accompli en employant l'équation (4-26). Puis, on détermine l'intersection de la ligne, passant par le point d'impact avec la direction des cosinus trouvée plus tôt et le plan ($X - Y$) de l'élément.

L'équation de la ligne est donnée par:

$$\frac{X - X'}{\cos \alpha} = \frac{Y - Y'}{\cos \alpha \beta} = \frac{Z - Z'}{\cos \gamma} \quad (5 - 4)$$

où X', Y' , et Z' sont les coordonnées de point de l'impact dans le système de coordonnées de l'élément.

Le point d'intersection est trouvé en posant Z égal à zéro.

Les coordonnées du point d'intersection sont:

$$X = X' - Z' \frac{\cos \alpha}{\cos \gamma} \quad (5 - 5)$$

$$Y = Y' - Z' \frac{\cos \beta}{\cos \gamma}$$

Le point d'impact est sur l'élément si la somme des angles, constitués en joignant le point d'intersection aux points de coin de l'élément quadrilatéral, égale à 360 degrés.

L'écoulement de début doit toujours être indiqué. Il est égal à zéro en dehors de la projection de l'oiseau sur la structure. Dans la projection il est égal au cosinus la direction, c.-à-d.,

$$V_{\infty x} = \cos \alpha$$

$$V_{\infty y} = \cos \beta \quad (5 - 6)$$

$$V_{\infty z} = \cos \gamma$$

où $V_{\infty x}$, $V_{\infty y}$, et $V_{\infty z}$ sont les composantes de la vitesse dans les directions x , y , et z .

Une procédure de test est installée pour trouver quels sont les éléments hors de la projection de l'oiseau sur la structure, c.-à-d., quels sont les éléments qui ont un écoulement de débit zéro.

Ceci est accompli en calculant la distance perpendiculaire entre le point nul de l'élément et la ligne de l'impact. Si cette distance est plus grande que le rayon de l'oiseau, l'élément est hors de la projection de l'oiseau et l'écoulement de débit est égal à zéro. Soit XI, YI le point d'intersection de la ligne de l'impact et le plan de l'élément, alors la distance perpendiculaire d est:

$$d = \sqrt{d_1^2 + d_2^2 + d_3^2} \quad (5 - 7)$$

où:

$$d_1 = \cos \gamma \cdot YI$$

$$d_2 = XI \cdot \cos \gamma \quad (5 - 8)$$

$$d_3 = \cos \alpha (-YI) - \cos \beta (-XI)$$

Maintenant nous avons toute l'information requise pour l'application du modèle de chargement aux impacts d'oiseau ou d'autre sur n'importe quelle structure.

5.2. L'application du modèle de chargement à l'impact d'oiseau sur des configurations d'aéronef

5.2.1. L'impact d'oiseau sur des structures non rotatives (verrière, aile, empennage, et fuselage)

Les impacts d'oiseau sur les transparents d'avion sont différents des impacts d'oiseau sur d'autres surfaces de l'avion parce que les transparents ne sont pas des structures rigides sous le chargement d'oiseau. Le transparent peut de manière significative se déplacer et se déformer pendant un impact d'oiseau. Par conséquent, il est nécessaire de considérer la réponse du pare-brise. Un transparent peut, en général, répondre à l'impact en deux modes distinctement différents qui se nomment localement rigide et localement déformé.

Dans le cas localement rigide le pare-brise ne se déforme pas de manière significative dans le secteur local de l'impact. Voir La Figure (5.1). La vitesse relative et l'angle de l'impact changent durant le processus de l'impact, qui résulte des changements cruciaux dans la grandeur et la direction de la force et dans la grandeur des pressions exercées sur le pare-brise.

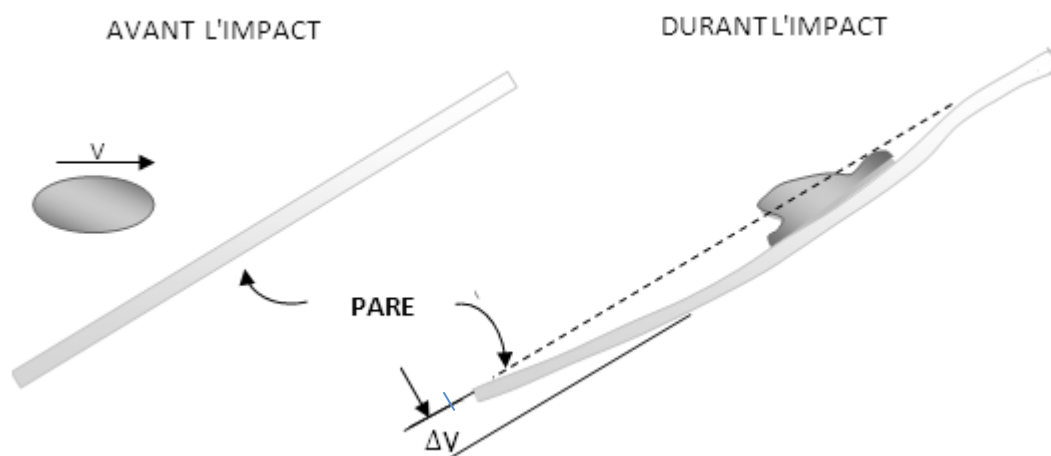


Figure 5.1: Réponse localement rigide du pare-brise.

Dans le cas localement déformé la région locale de l'impact subit des déformations cruciales incluant des changements dans l'angle et la forme. Voir La Figure (5.2). Le pare-brise ou d'autre structure forme une poche autour de l'oiseau qui a comme conséquence un chargement et une déformation locaux considérablement accrus.

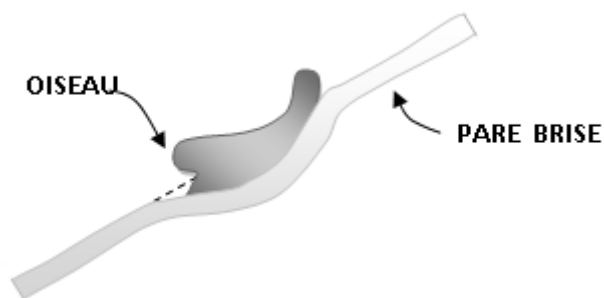


Figure 5.2: Réponse localement déformée du pare-brise

Dans les deux modes le modèle de l'écoulement potentiel est mieux adapté pour résoudre la distribution de la pression sur le pare-brise pendant l'impact. Puis, avec l'utilisation d'un programme de calcul de la structure, les changements dans la déformation et la vitesse, pour des incréments de temps, peuvent être calculés. Ce procédé peut être répété jusqu'à ce que l'oiseau soit entièrement consommé.

5.2.2. L'impact d'oiseau sur des structures rotatives (aubes)

Le processus d'impact (oiseau/aube) diffère d'une manière essentielle de l'impact d'oiseau discutées-auparavant sur des surfaces étendues. À la différence d'un oiseau frappant un pare-brise d'avion, par exemple, d'un oiseau entrant dans un moteur et est coupé en tranches par l'action de hachage des aubes de fan du premier étage. Ainsi, avant qu'on ne poursuive l'analyse du processus de l'impact, il est nécessaire d'abord d'établir la géométrie et les paramètres des tranches de l'oiseau, ou de glace, formées par la rotation de l'étage fan.



Figure 5-3: Un modèle de l'impact d'aube.

Un nombre infini de formes de tranche est possible pour un ensemble donné de paramètres d'entrée; la forme de la tranche dépend de l'orientation de l'oiseau relative à l'aube, et de l'endroit d'envergure sur l'aube à laquelle l'impact se produit. Puisque les plus mauvais cas de formes de tranche sont désirées (c.-à-d., les formes de tranche ayant une grande masse possible), l'orientation de l'axe de l'oiseau et le centre de l'impact d'une tranche sont choisis pour produire une tranche ayant la plus grande masse possible. La plus grande masse de tranche se produit quand l'axe de la tranche est coïncident avec l'axe du cylindre circulaire droit.

Le modèle simple de l'écoulement de débit décrit dans le paragraphe 4.2.2 doit inclure l'effet de la vitesse de déplacement de l'aube déformante. Les composantes de l'écoulement de débit relative à l'aube sont données par :

$$\begin{aligned} V_{\infty X} &= V_t + U_X \\ V_{\infty Y} &= V_b + U_Y \\ V_{\infty Z} &= U_Z ; \end{aligned} \quad (5 - 9)$$

pour tous les points nuls qui se trouvent sous la surface projetée de l'objet impactant sur l'aube. L'écoulement de débit est indiqué par zéro pour tous autres points nuls. Les composantes de la vitesse d'écoulement de débit, donnés par l'Equation (5-9), sont définies dans le système de coordonnées de référence. Pour une analyse d'aube, le système de coordonnées de référence suivant est utilisé.

La direction X positive est dans la direction de la rotation du rotor, la direction Y positive est vers l'avant le long de l'axe du moteur, et la direction Z est dans le plan de rotation du rotor avec le Z positif est dirigé de la racine vers le bout. Dans l'équation (5-9), U_X , U_Y , et U_Z représentent les composantes de vitesse de déformation locale de l'aube et sont fournis au modèle de chargement par le code de l'analyse de la structure.

5.3. Résultats d'étude des paramétriques de la géométrie de la tranche d'oiseau

Les paramètres de la tranche d'oiseau sont calculés pour deux types d'impacts d'oiseaux, étourneau (de 3- onces \approx 85 g) et grand oiseau (de 1.5-livre \approx 680 g). Trois configurations différentes d'aubes, à savoir, J-79, APSI, et F-101, sont considérées et des valeurs typiques de la vitesse du rotor, de nombre d'aubes par étage, de l'angle d'orientation de l'aube, et du rayon d'impact sont utilisées. Les paramètres d'entrée et les quantités calculées sont montrés dans les tableaux (1) et (2) pour les deux cas du poids de l'oiseau. L'observation primaire de cette étude paramétrique est que les impacts d'oiseaux sont fortement obliques.

PARAMÈTRES	J-79		APSI		F-101	
Vitesse Du Rotor, n (rpm)	7460		17500		7555	
Nbr. D'aubes, N	21		28		50	
Rayon De Bout, R_t (in.)	14.65		11.00		22.18	
Rayon De la Racine, R_R (in.)	5.21		4.95		11.71	
Endroit De l'Envergure (%)	30	70	30	70	30	70
Rayon, Z_i (in.)	8.04	11.82	6.76	9.19	14.85	19.04
Angle D'Orientation, δ (°)	72.0	51.0	49.8	27.0	52.5	33.5
Longueur de la corde, c (in.)	2.23	2.23	2.90	3.06	3.30	3.70
<u>Valeurs Calculées</u>						
Vitesse Tangentielle D'aube, V_t (ft/s)	523	769	1032	1403	979	1255
Vitesse Axiale D'Oiseau, V_b (ft/s)	200	200	200	200	200	200
Vitesse Relative, V_r (ft/s)	560	795	1051	1417	999	1270
Poids D'Oiseau, W_b (lb)	0.188	0.188	0.188	0.188	0.188	0.188
Largeur De Tranche D'Oiseau, h (in.)	0.86	0.89	0.29	0.29	0.37	0.38
Poids De Tranche D'Oiseau, W_s (lb)	51.1	36.4	38.8	18.9	41.0	24.4
Angle D'Incidence aube-oiseau, θ (°)	20.9	14.6	11.0	8.1	11.5	9.1
Angle β (°)	1.53	1.53	1.53	1.53	1.53	1.53
Diamètre D'Oiseau, D (in.)						

Tableau 5. 1: Fiche technique de données d'entrée au calcul d'aube (oiseau de 3-oz)

PARAMÈTRES	J-79		APSI		F-101	
Vitesse De Rotor, n (rpm)	7460		17500		7555	
Nbr. D'aubes, N	21		28		50	
Rayon De Bout, R_t (in.)	14.65		11.00		22.18	
Rayon De la Racine, R_R (in.)	5.21		4.95		11.71	
Endroit De l'Envergure (%)	30	70	30	70	30	70
Rayon, Z_i (in.)	8.04	11.82	6.76	9.19	14.85	19.04
Angle D'Orientation, δ (°)	72.0	51.0	49.8	27.0	52.5	33.5
Longueur de la corde, c (in.)	2.23	2.23	2.90	3.06	3.30	3.70
<u>Valeurs Calculées</u>						
Vitesse Tangentielle D'aube, V_t (ft/s)	523	769	1032	1403	979	1255
Vitesse Axiale D'Oiseau, V_b (ft/s)	200	200	200	200	200	200
Vitesse Relative, V_r (ft/s)	560	795	1051	1417	999	1270
Poids D'Oiseau, W_b (lb)	1.50	1.50	1.50	1.50	1.50	1.50
Largeur De Tranche D'Oiseau, h (in.)	0.86	0.89	0.29	0.29	0.37	0.38
Poids De Tranche D'Oiseau, W_s (lb)	0.53	0.55	0.18	0.18	0.23	0.24
Angle D'Incidence aube-oiseau, θ (°)	51.1	36.4	38.8	18.9	41.0	24.4
Angle β (°)	20.9	14.6	11.0	8.1	11.5	9.1
Diamètre D'Oiseau, D (in.)	3.07	3.07	3.07	3.07	3.07	3.07

Tableau 5.2.: Fiche technique de données d'entrée au calcul d'aube (oiseau de 1,5 lb)

CHAPITRE 6

EXECUTION DU CODE, COMPARAISON ET INTERPRETATION DES RESULTATS

6.1. La pression du choc (Hugoniot)

En utilisant la théorie hydrodynamique développée par WILBECK (chapitre 2), et à l'aide de l'équation (2- 2), la pression initiale de l'impact est calculée en fonction de la vitesse de l'impact pour différents matériaux de l'objet impactant et pour différents angles d'obliquité de l'impact.

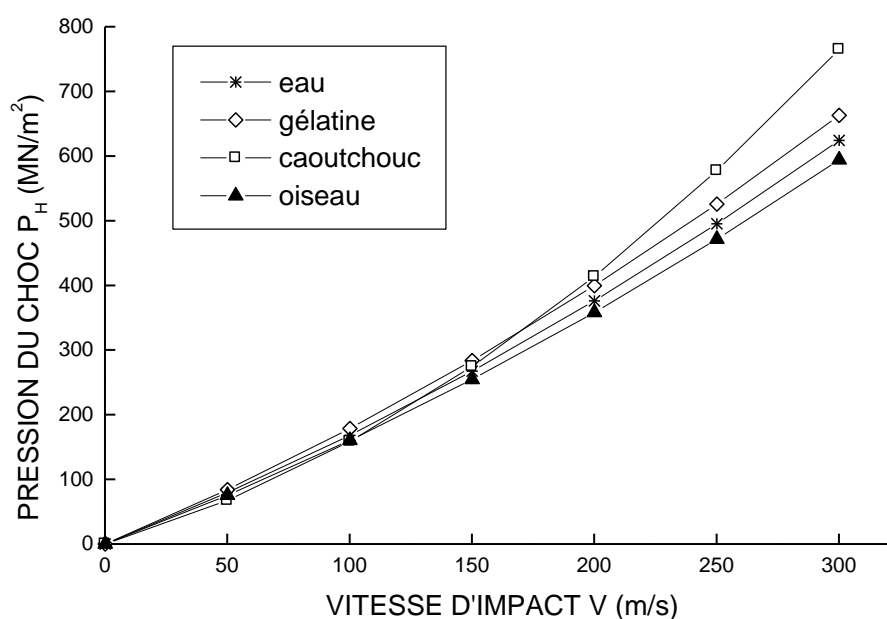


Figure 6.1: Pressions du choc (Hugoniot) en fonction de la vitesse d'impact pour plusieurs corps doux à l'impact normal.

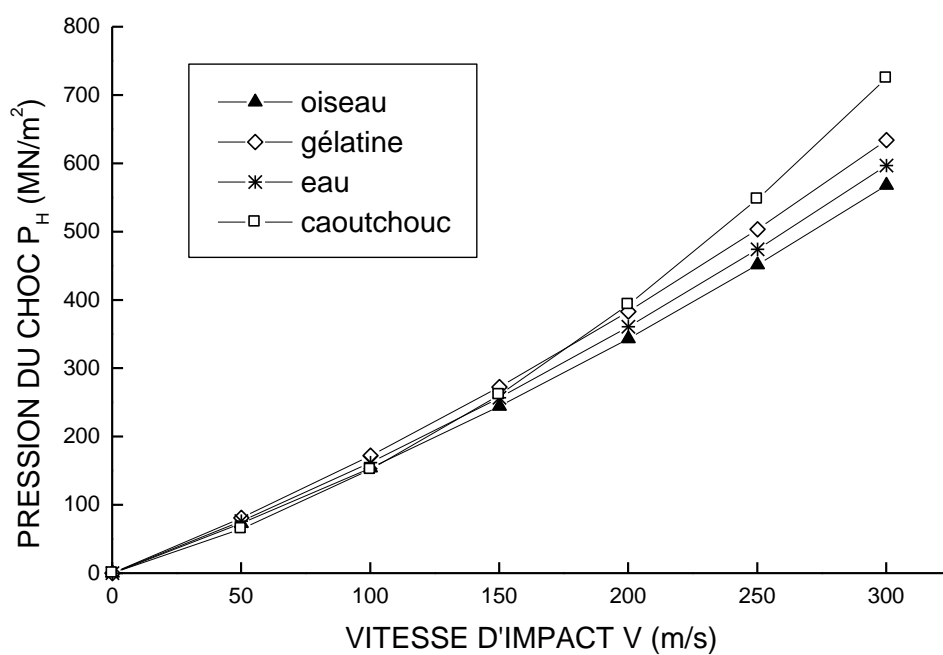


Figure 6.2: Pressions du choc (Hugoniot) en fonction de la vitesse d'impact pour plusieurs corps doux à l'impact oblique de 75°.

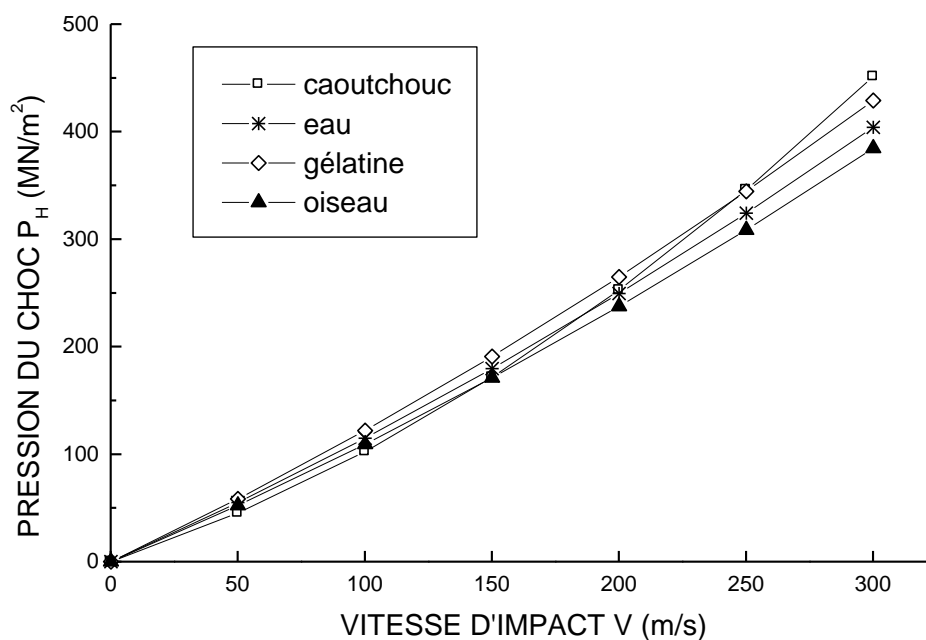


Figure 6.3: Pressions du choc (Hugoniot) en fonction de la vitesse d'impact pour plusieurs corps doux à l'impact oblique de 45°.

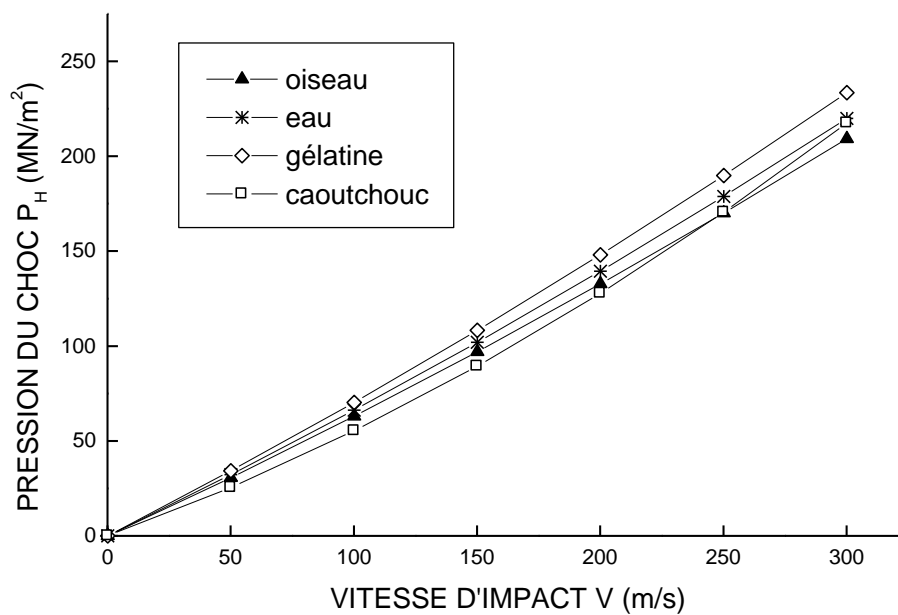


Figure 6.4: Pressions du choc (Hugoniot) en fonction de la vitesse d'impact pour plusieurs corps doux à l'impact oblique de 25° .

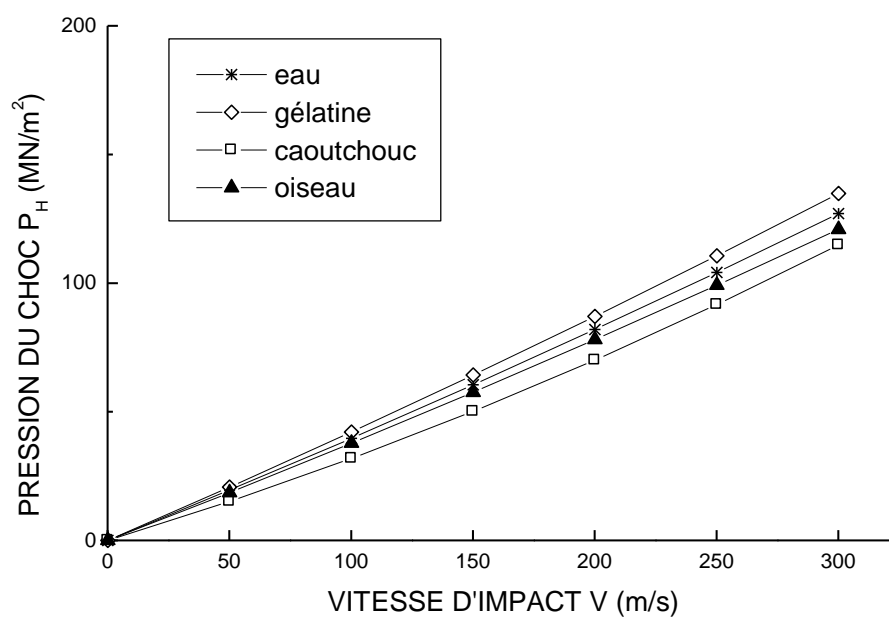


Figure 6.5: Pressions du choc (Hugoniot) en fonction de la vitesse d'impact pour plusieurs corps doux à l'impact oblique de 15° .

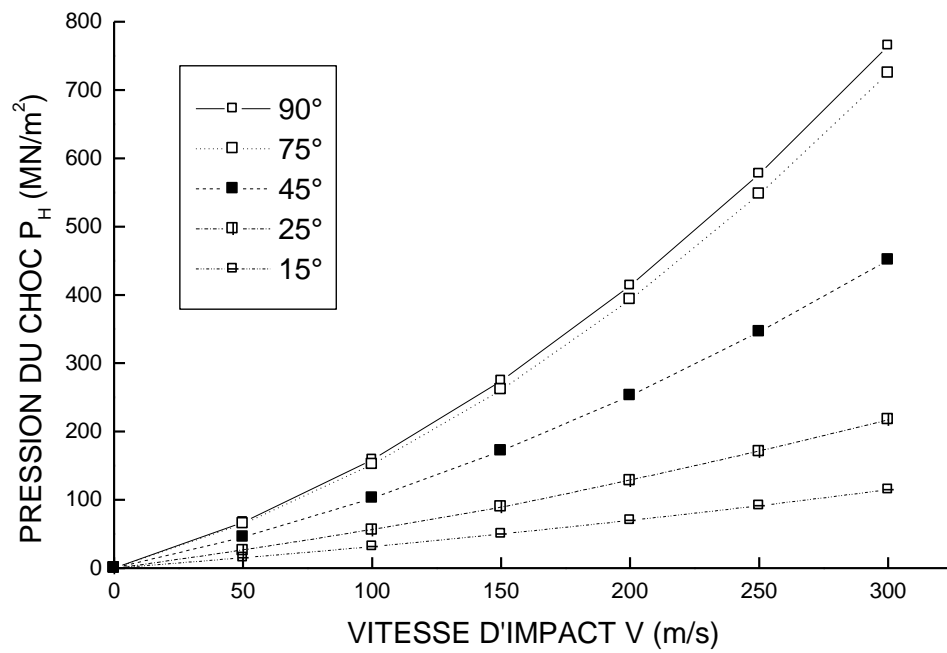


Figure 6.6: Pressions du choc (Hugoniot) en fonction de la vitesse d'impact et de l'angle d'impact pour le caoutchouc (RTV).

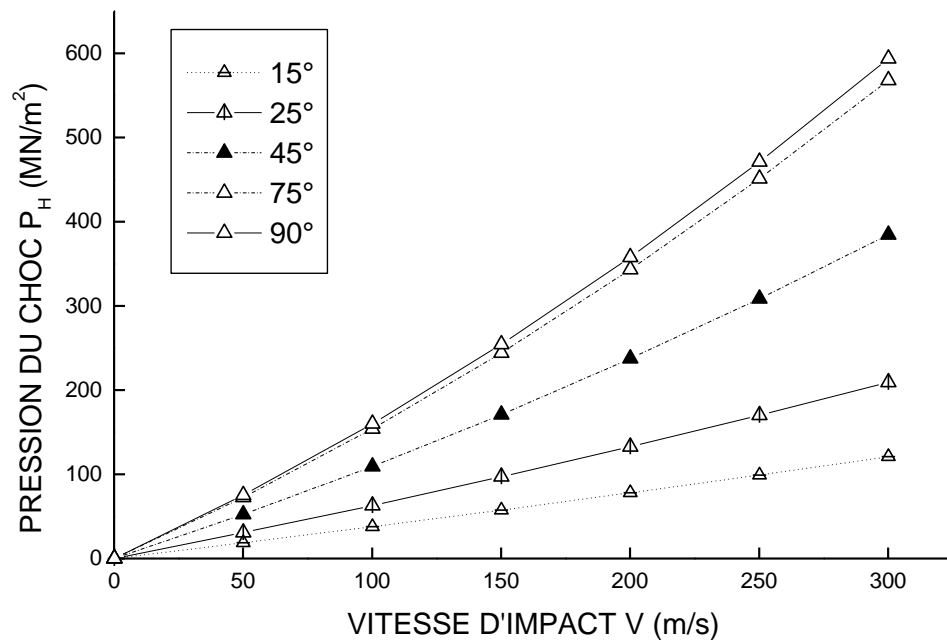


Figure 6.7: Pressions du choc (Hugoniot) en fonction de la vitesse d'impact et de l'angle d'impact pour l'oiseau (poulet).

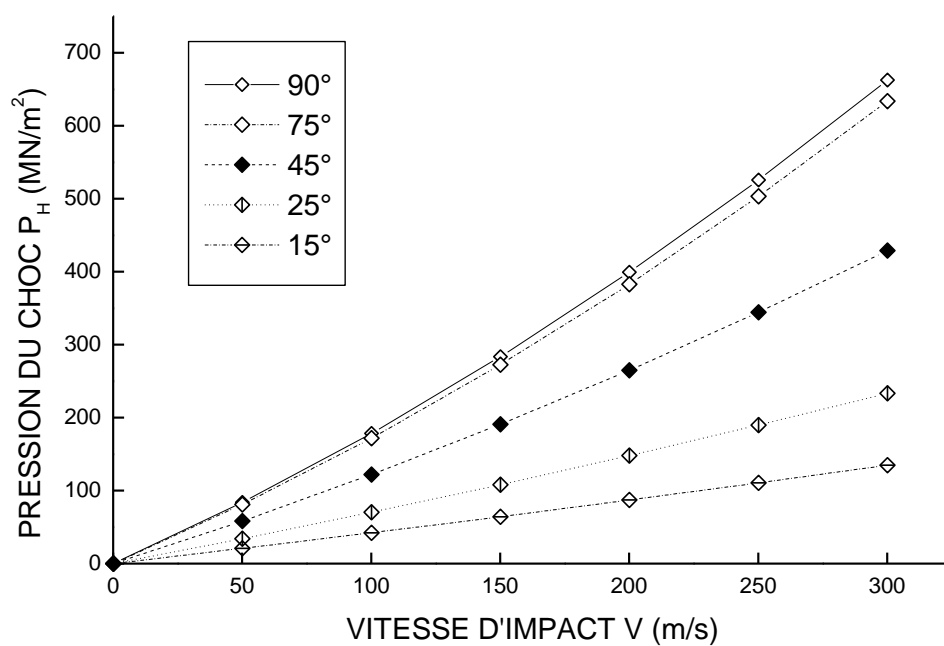


Figure 6.8: Pressions du choc (Hugoniot) en fonction de la vitesse d'impact et de l'angle d'impact pour la gélatine.

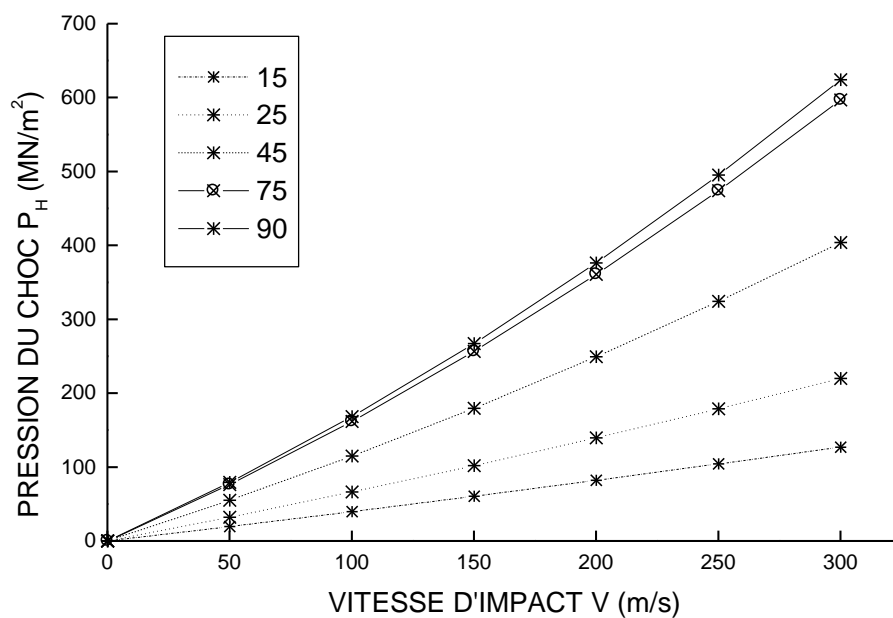


Figure 6.9: Pressions du choc (Hugoniot) en fonction de la vitesse d'impact et de l'angle d'impact pour l'eau.

6.2. La distribution de la pression de l'écoulement stationnaire

À l'heure actuelle, les distributions expérimentales de la pression de l'état-stationnaire sont disponibles seulement pour des oiseaux réels et des oiseaux artificiels impactant des plaques planes rigides.

En exécutant le code, avec l'utilisation du modèle simple de l'écoulement de début, des pressions négatives sont obtenues pour des surfaces planes ou presque planes aux points nuls se trouvant justes en dehors de la surface projetée de l'impact. Ceci se produit parce que la vitesse tangentielle induite par un élément dans son propre plan approche l'infini au bord de l'élément. Lorsque la surface est plane, la valeur de la densité de source pour tous points nuls se trouvant en dehors de la surface d'impact est zéro de sorte que la vitesse tangentielle nette calculée pour ces points nuls soit fortement polarisée vers la vitesse tangentielle induite par leurs plus proches éléments voisins qui se trouvent en dessous de la surface projetée de l'impact.

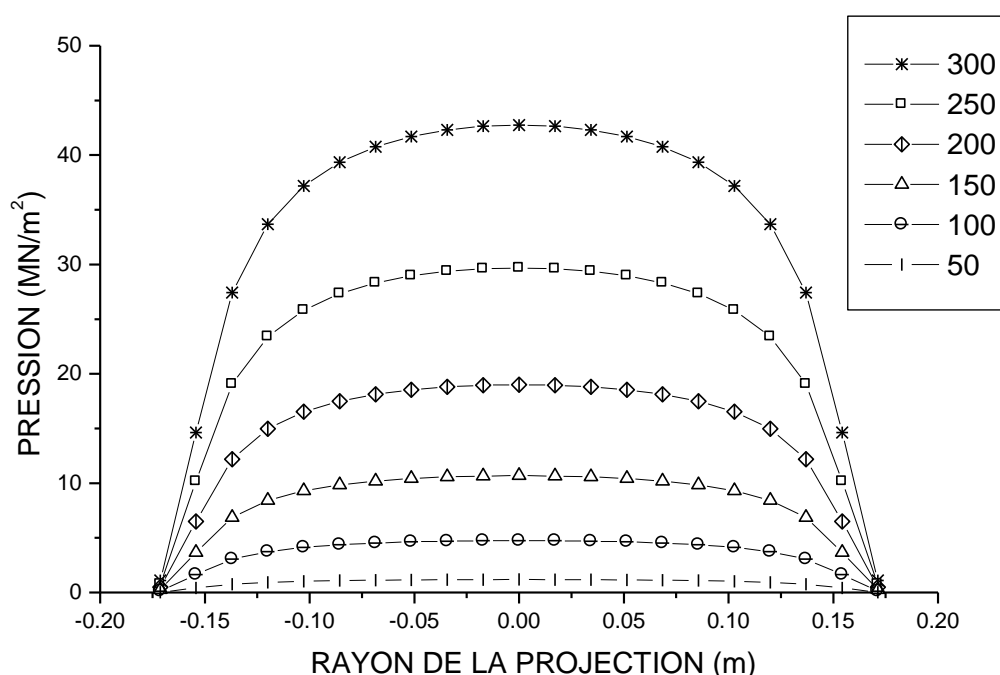


Figure 6.10: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe majeur de l'impact normal d'oiseau de 60 g.

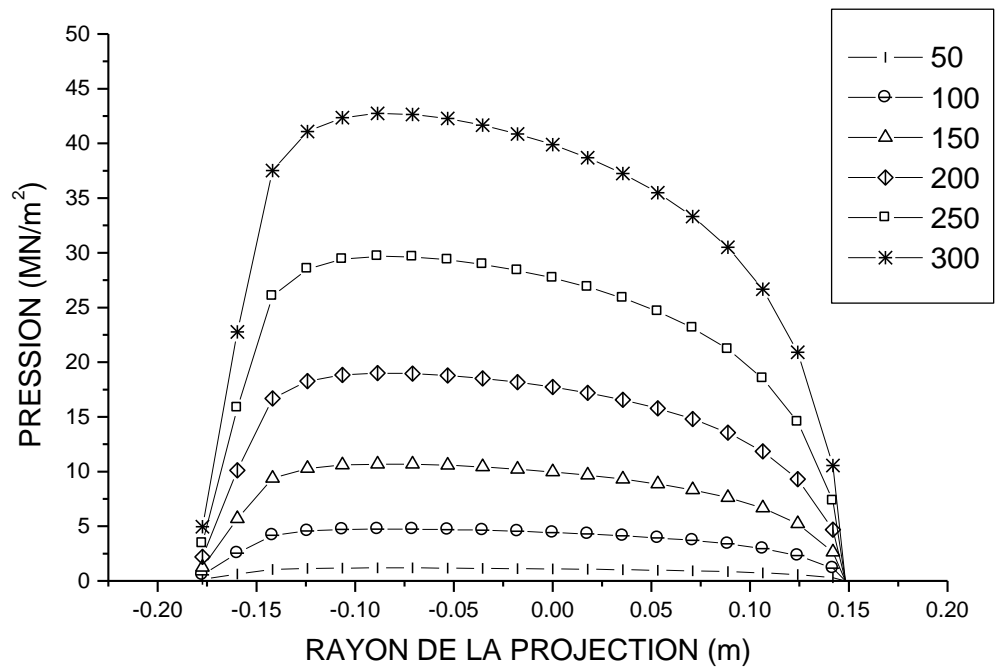


Figure 6.11: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe majeur de l'impact oblique de 75° d'oiseau de 60 g.

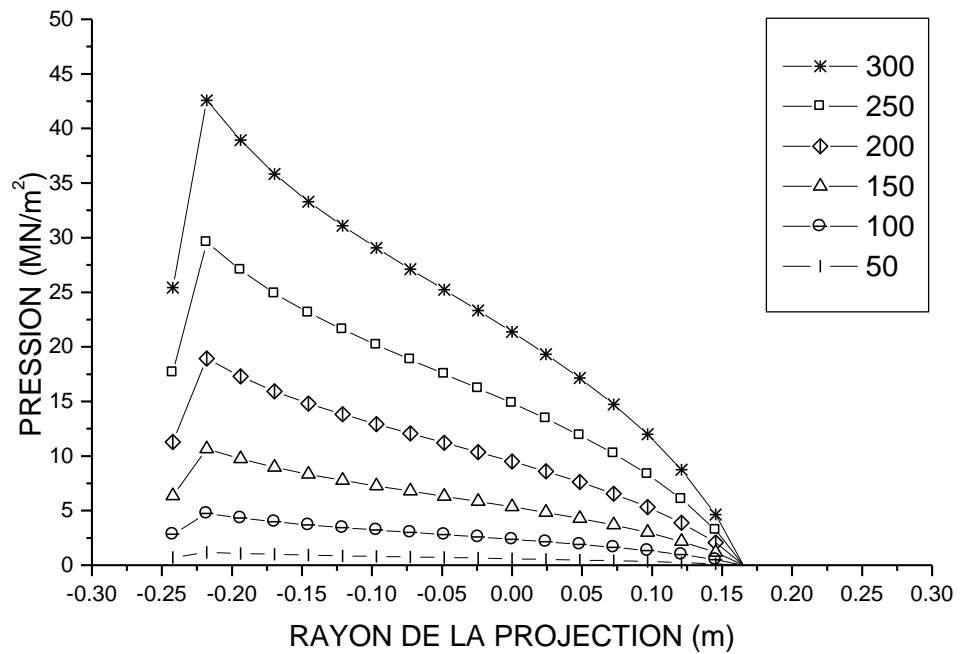


Figure 6.12: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe majeur de l'impact oblique de 45° d'oiseau de 60 g.

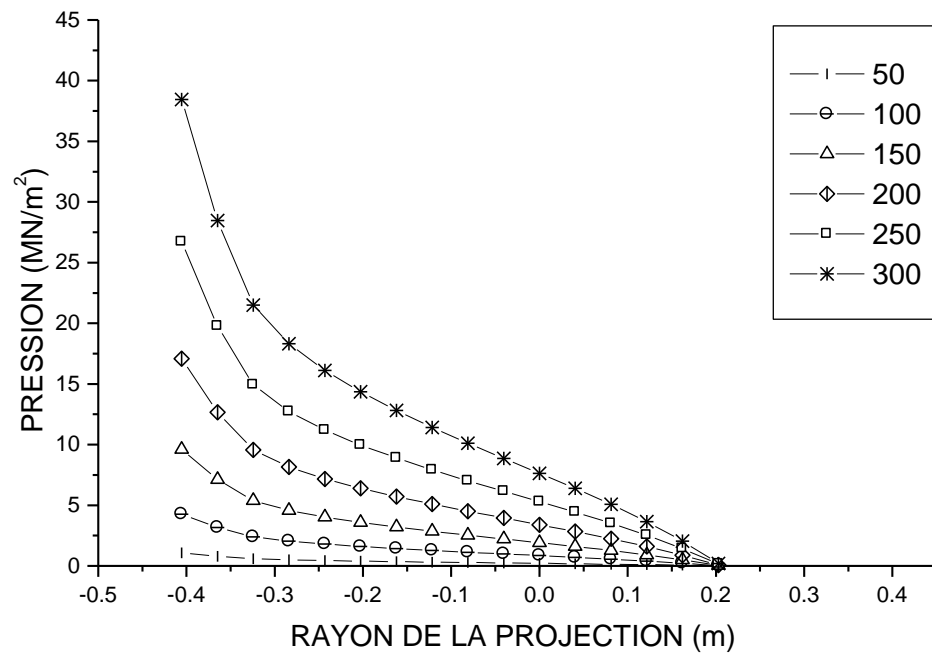


Figure 6.13: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe majeur de l'impact oblique de 25° d'oiseau de 60 g.

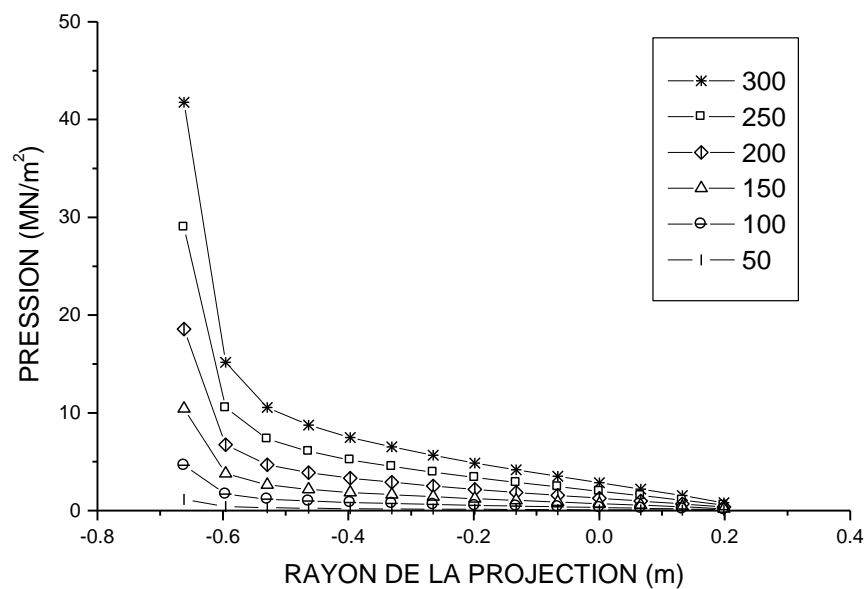


Figure 6.14: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe majeur de l'impact oblique de 15° d'oiseau de 60 g.

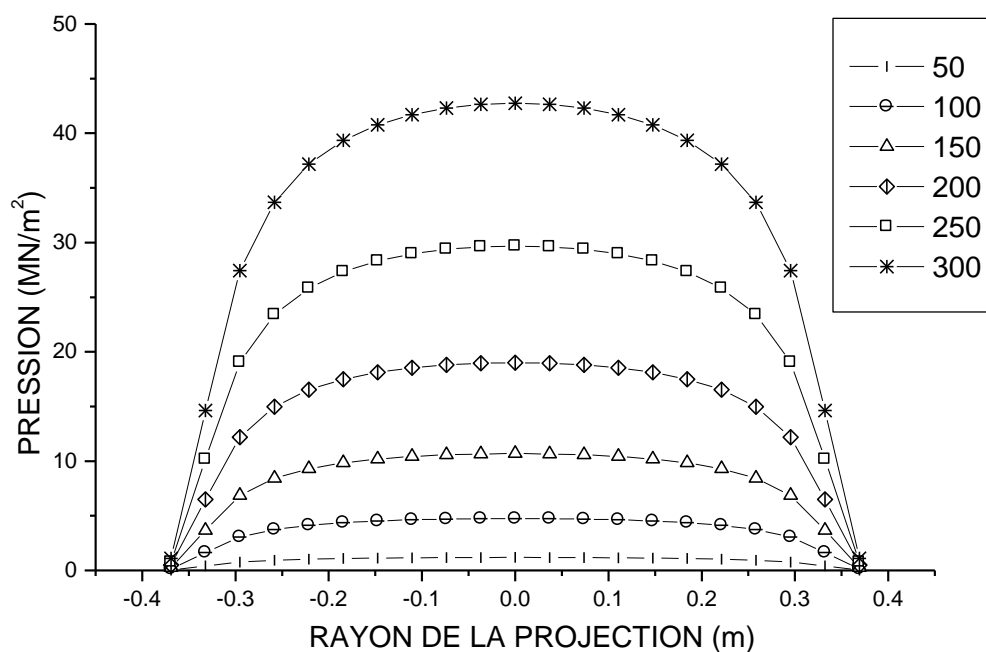


Figure 6.15: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe majeur de l'impact normal d'oiseau de 600 g.

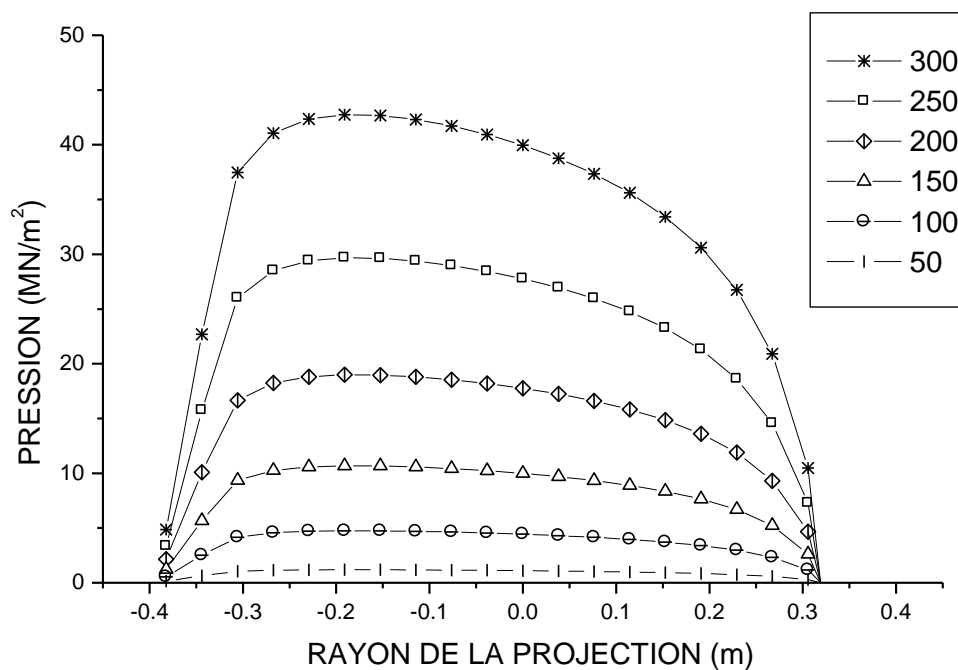


Figure 6.16: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe majeur de l'impact oblique de 75° d'oiseau de 600 g.

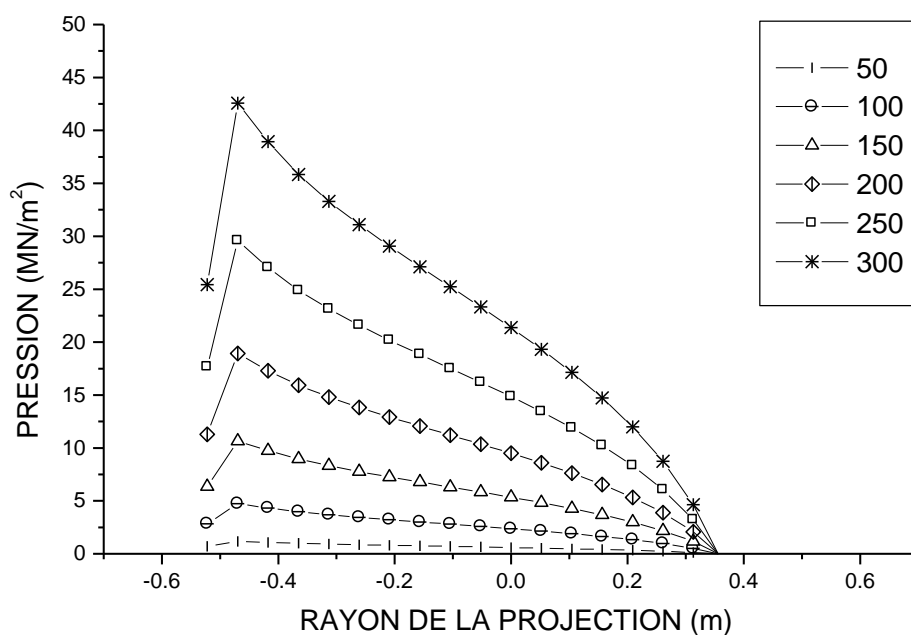


Figure 6.17: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe majeur de l'impact oblique de 45° d'oiseau de 600 g.

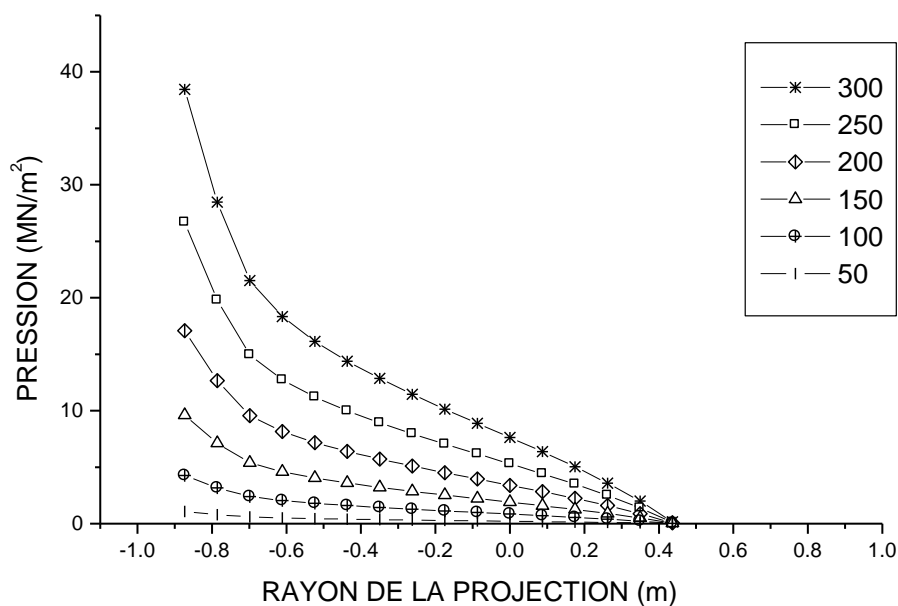


Figure 6.18: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe majeur de l'impact oblique de 25° d'oiseau de 600 g.

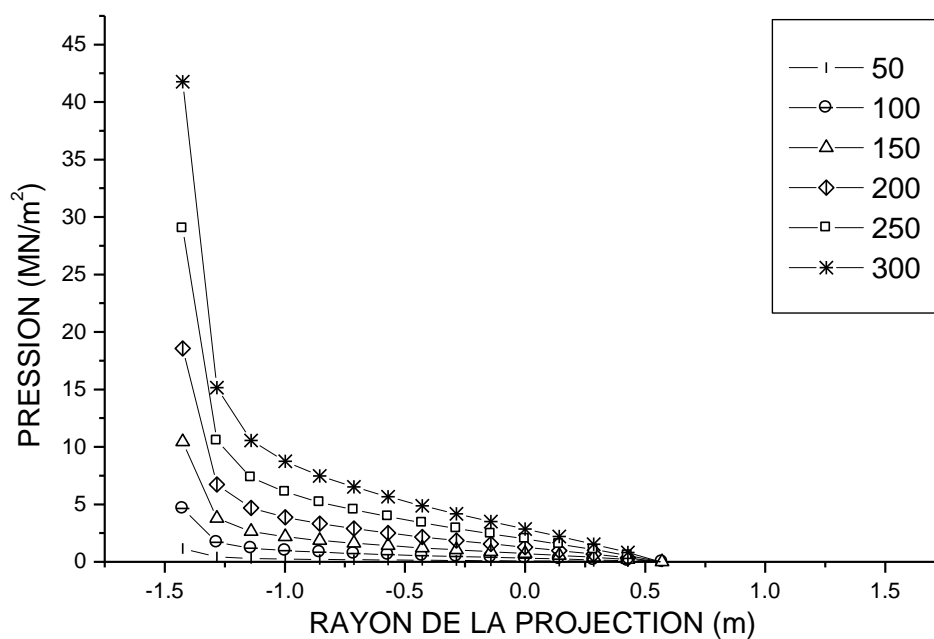


Figure 6.19: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe majeur de l'impact oblique de 15° d'oiseau de 600 g.

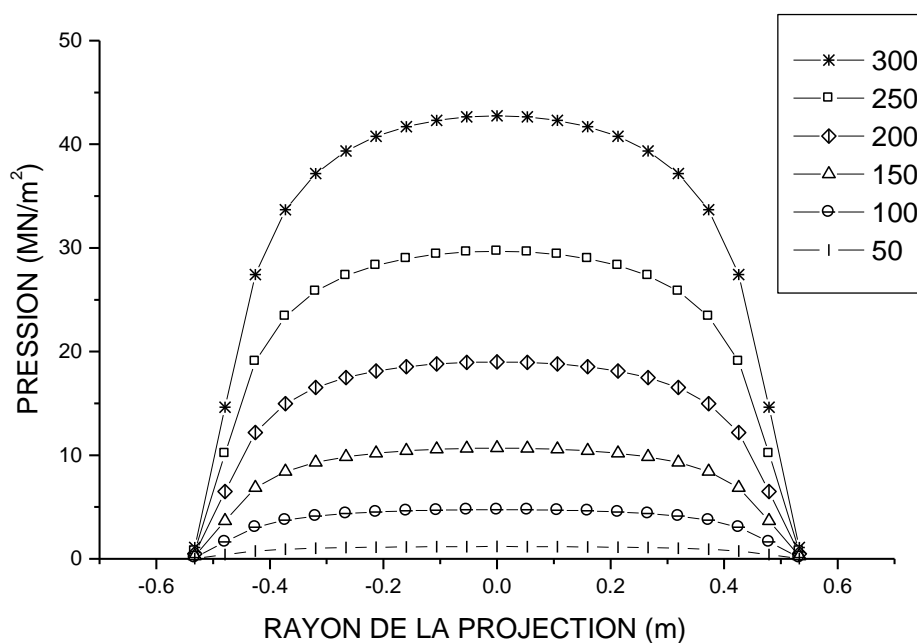


Figure 6.20: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe majeur de l'impact normal d'oiseau de 1800 g.

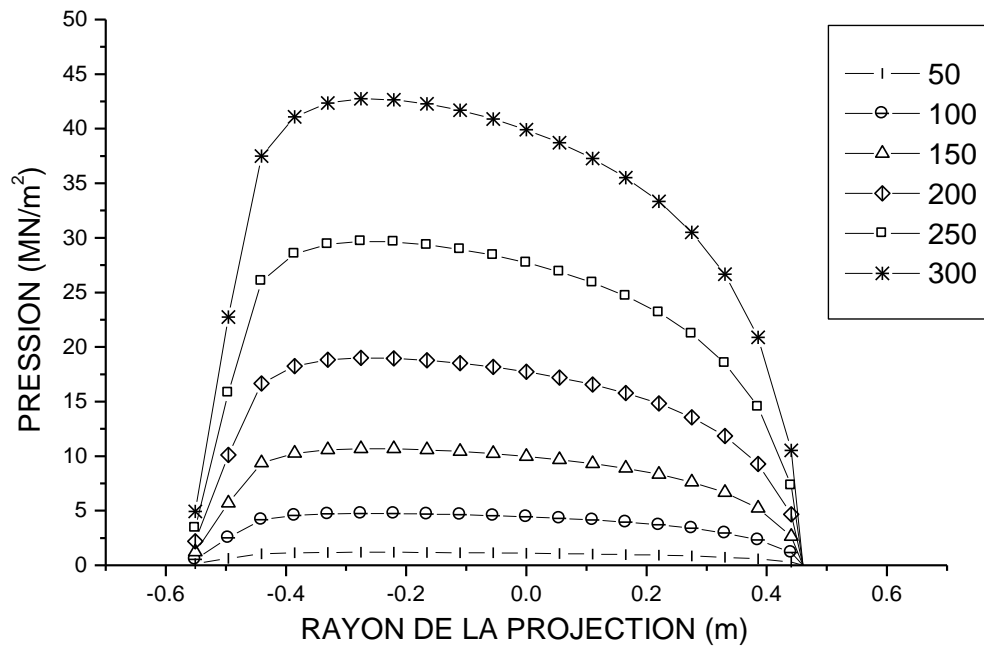


Figure 6.21: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe majeur de l'impact oblique de 75° d'oiseau de 1800 g.

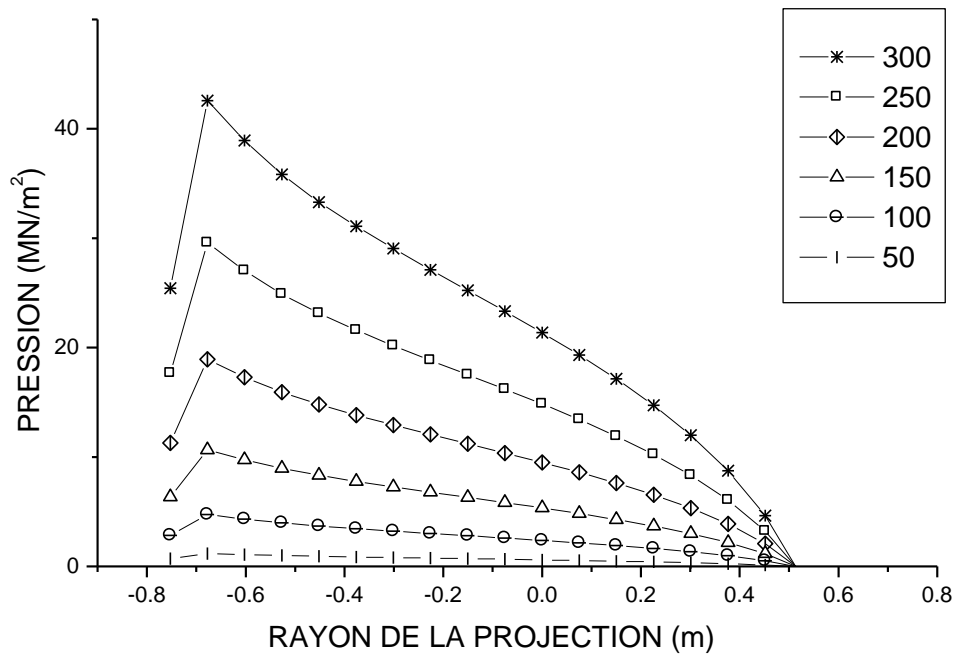


Figure 6.22: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe majeur de l'impact oblique de 45° d'oiseau de 1800 g.

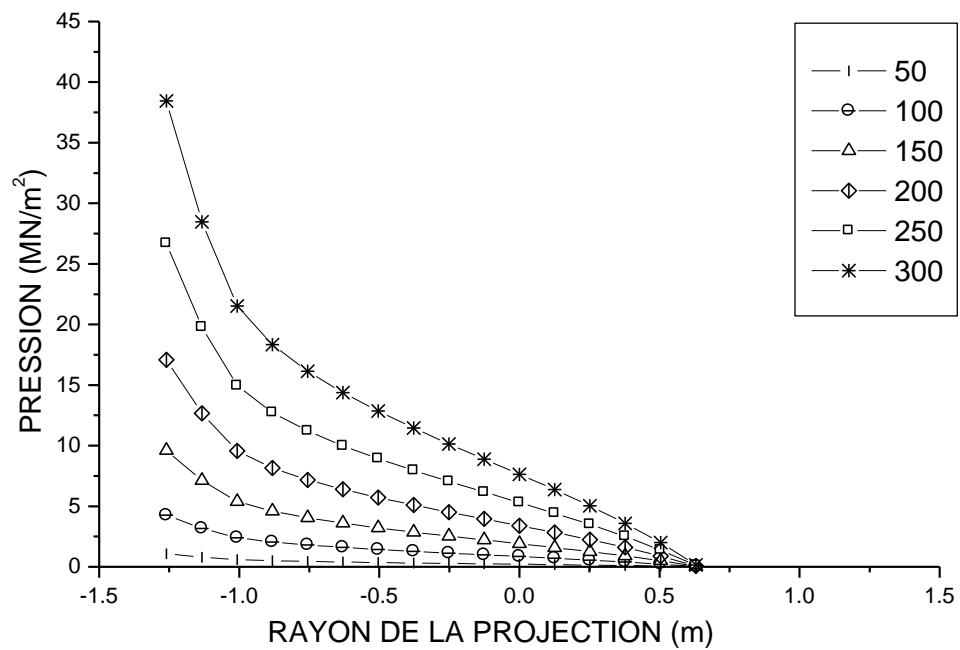


Figure 6.23: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe majeur de l'impact oblique de 25° d'oiseau de 1800 g.

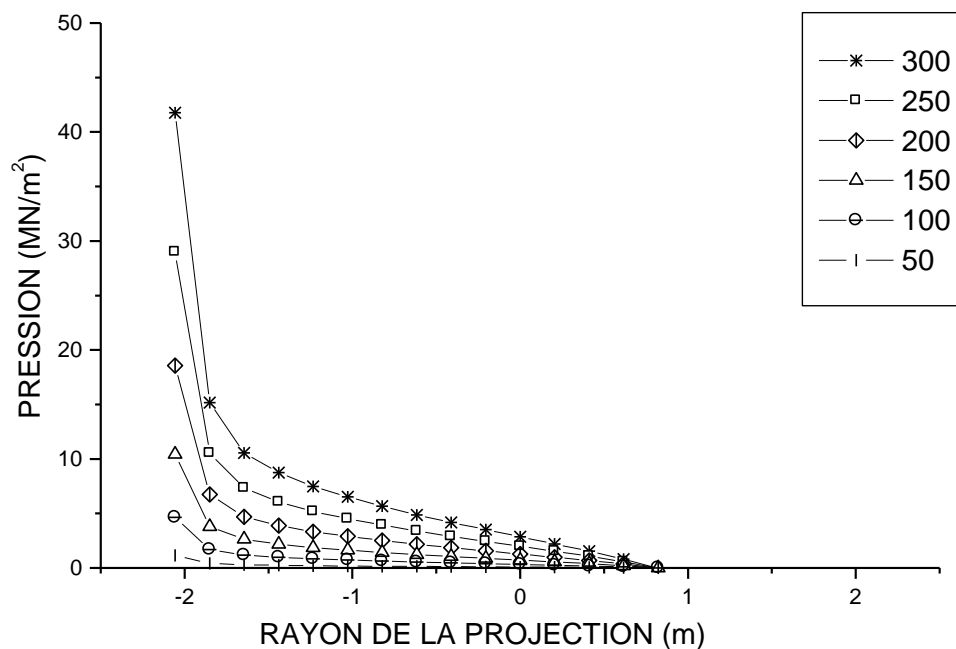


Figure 6.24: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe majeur de l'impact oblique de 15° d'oiseau de 1800 g.

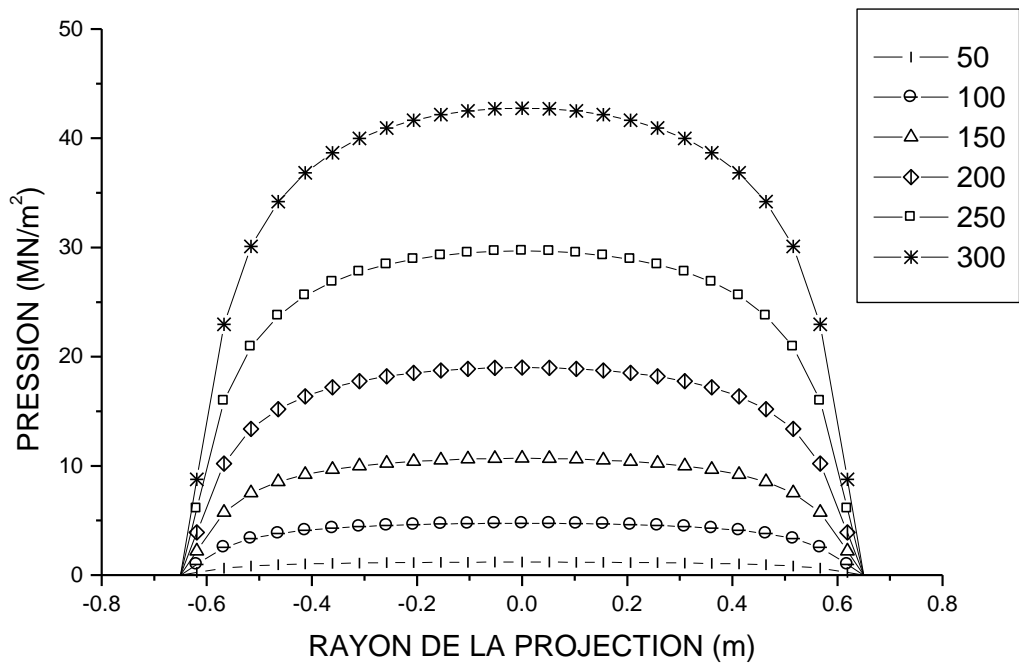


Figure 6.25: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe majeur de l'impact normal d'oiseau de 3600 g.

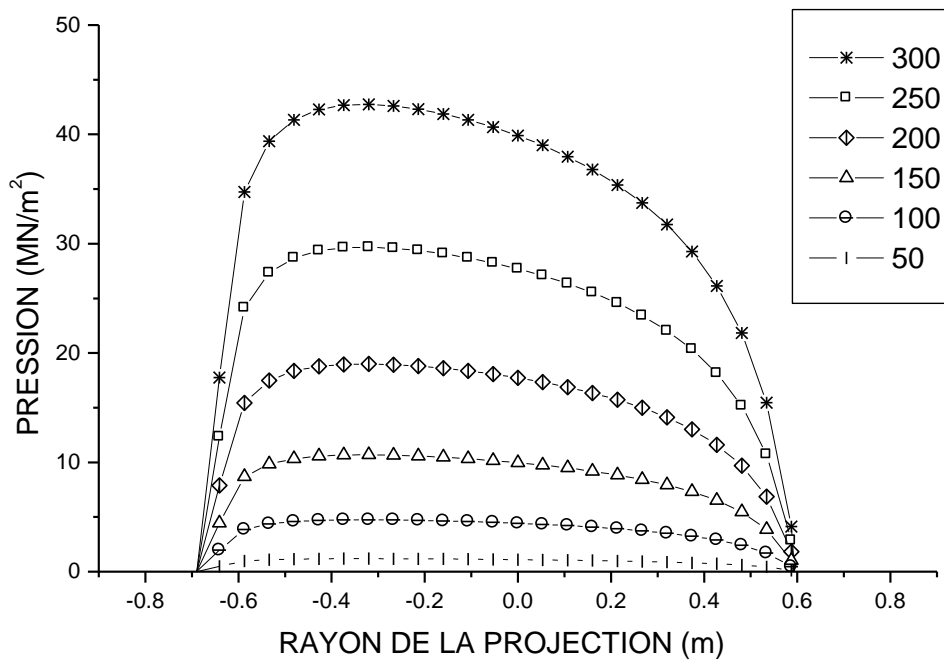


Figure 6.26: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe majeur de l'impact oblique de 75° d'oiseau de 3600 g.

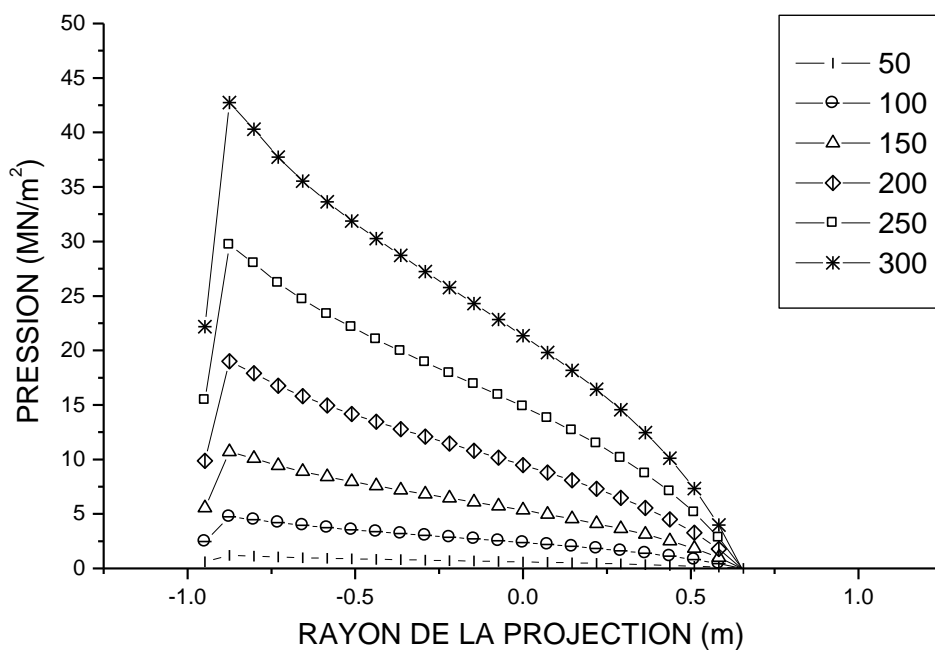


Figure 6.27: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe majeur de l'impact oblique de 45° d'oiseau de 3600 g.

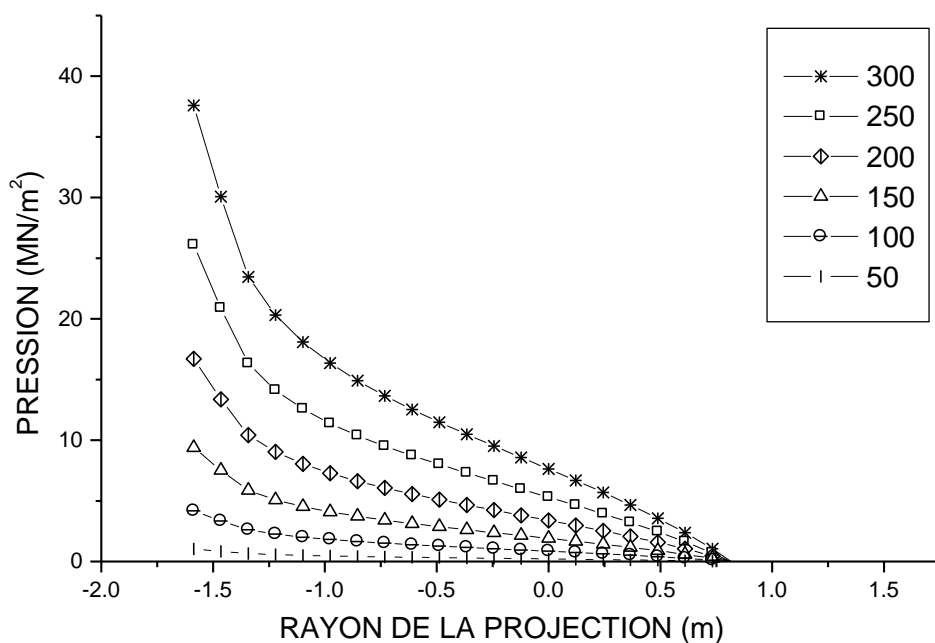


Figure 6.28: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe majeur de l'impact oblique de 25° d'oiseau de 3600 g.

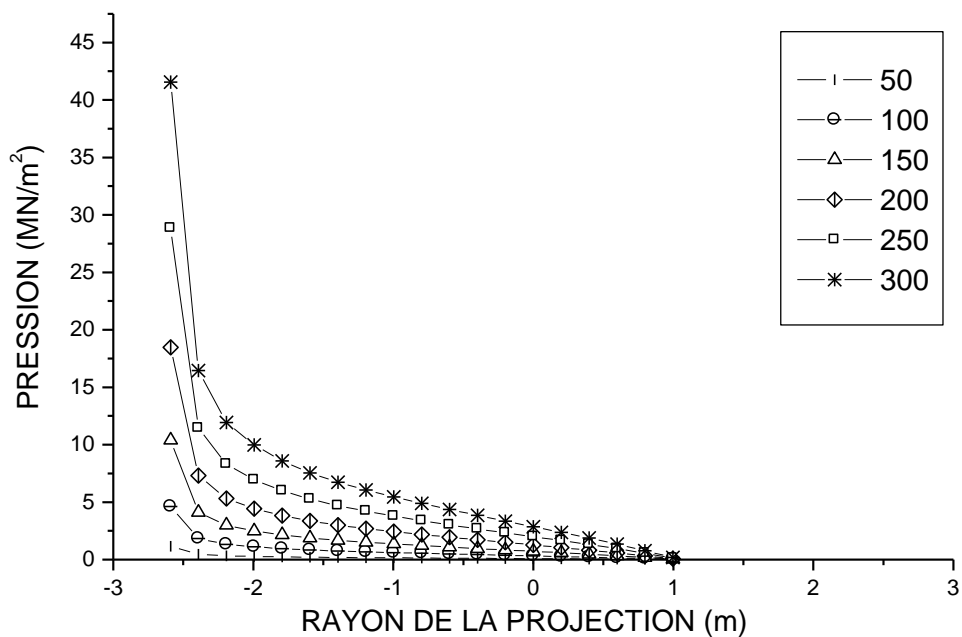


Figure 6.29: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe majeur de l'impact oblique de 15° d'oiseau de 3600 g.

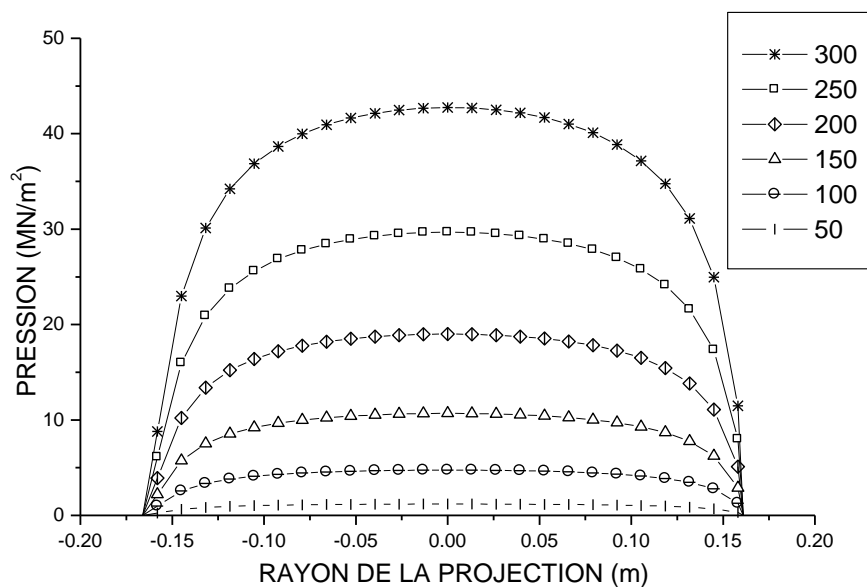


Figure 6.30: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe mineur de l'impact normal d'oiseau de 60 g.

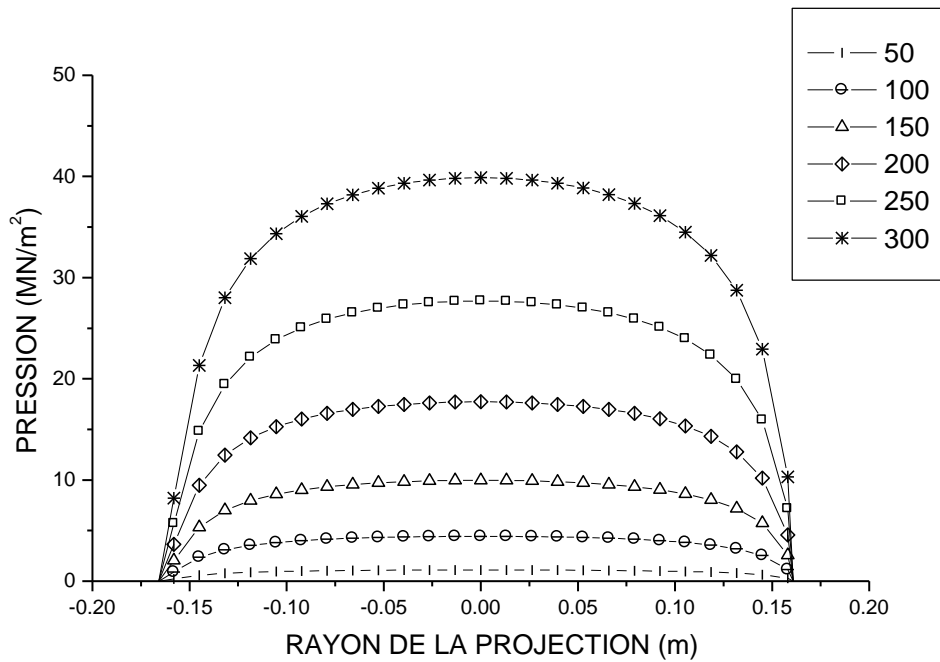


Figure 6.31: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe mineur de l'impact oblique de 75° d'oiseau de 60 g.

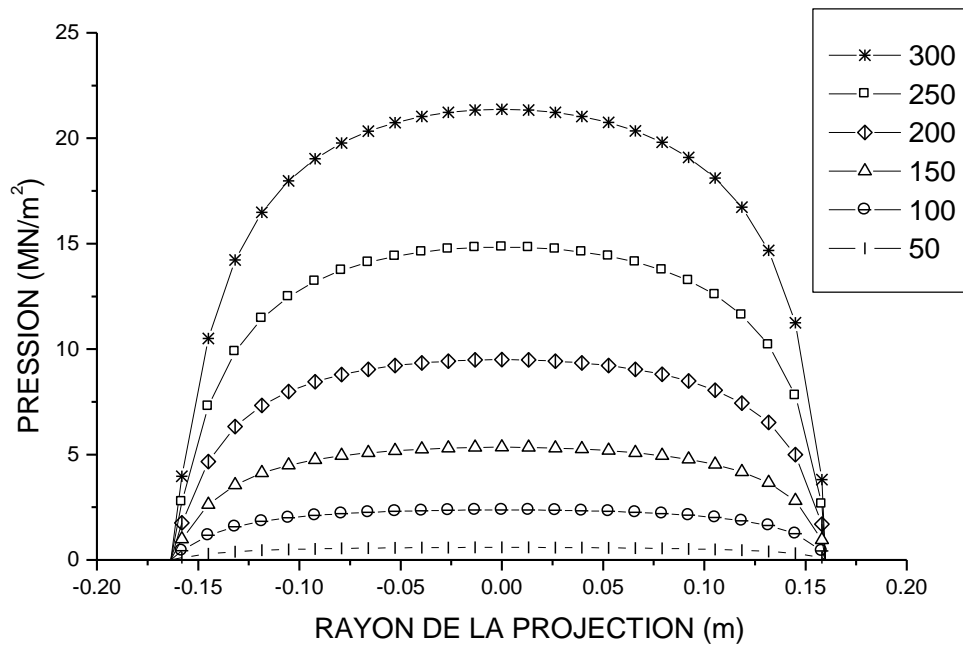


Figure 6.32: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe mineur de l'impact oblique de 45° d'oiseau de 60 g.

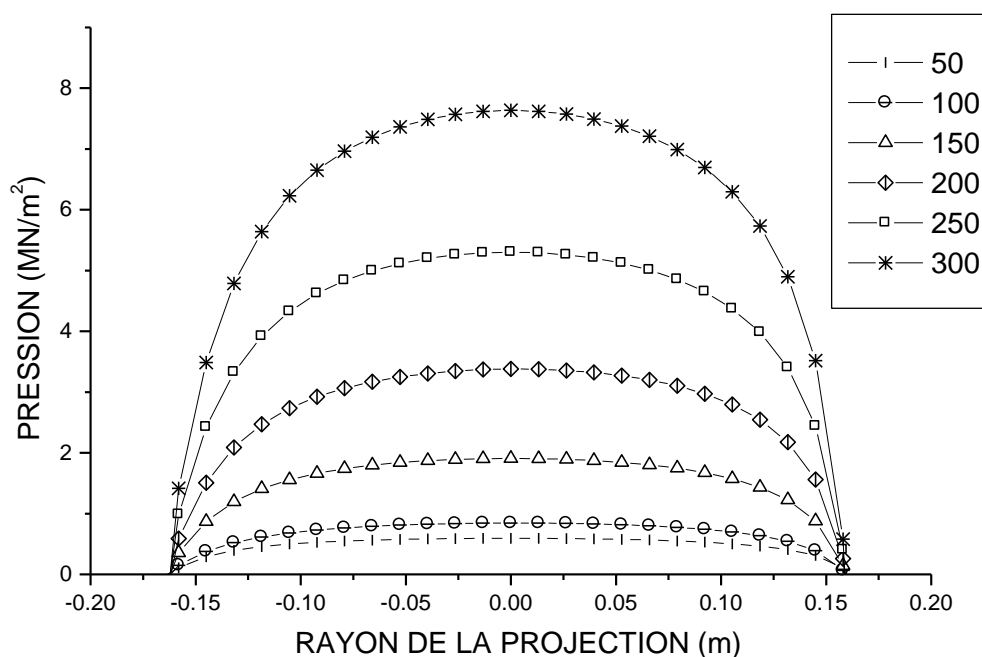


Figure 6.33: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe mineur de l'impact oblique de 25° d'oiseau de 60 g.

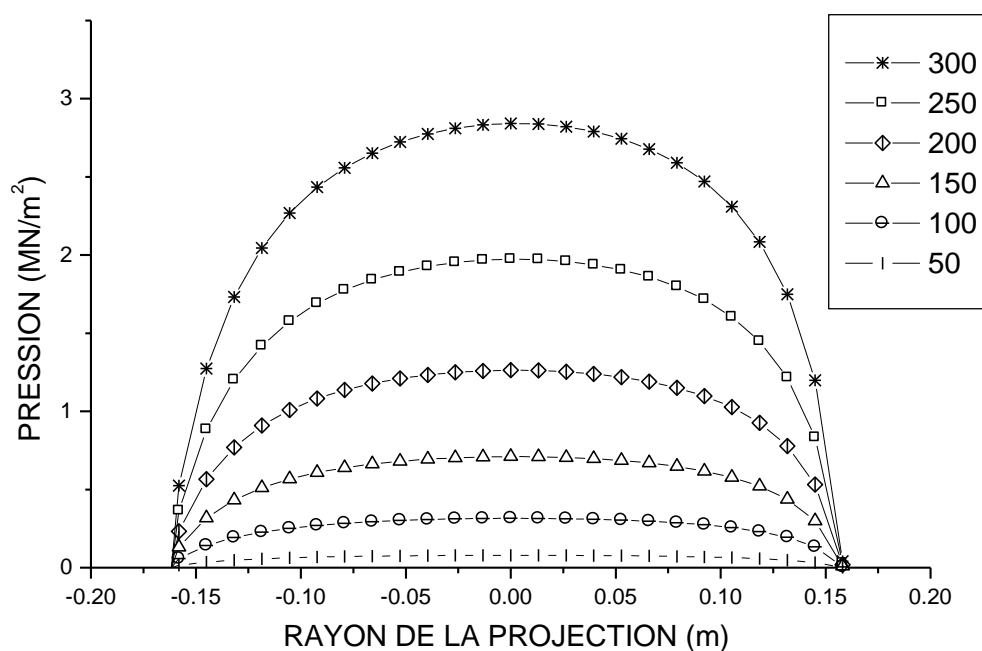


Figure 6.34: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe mineur de l'impact oblique de 15° d'oiseau de 60 g.

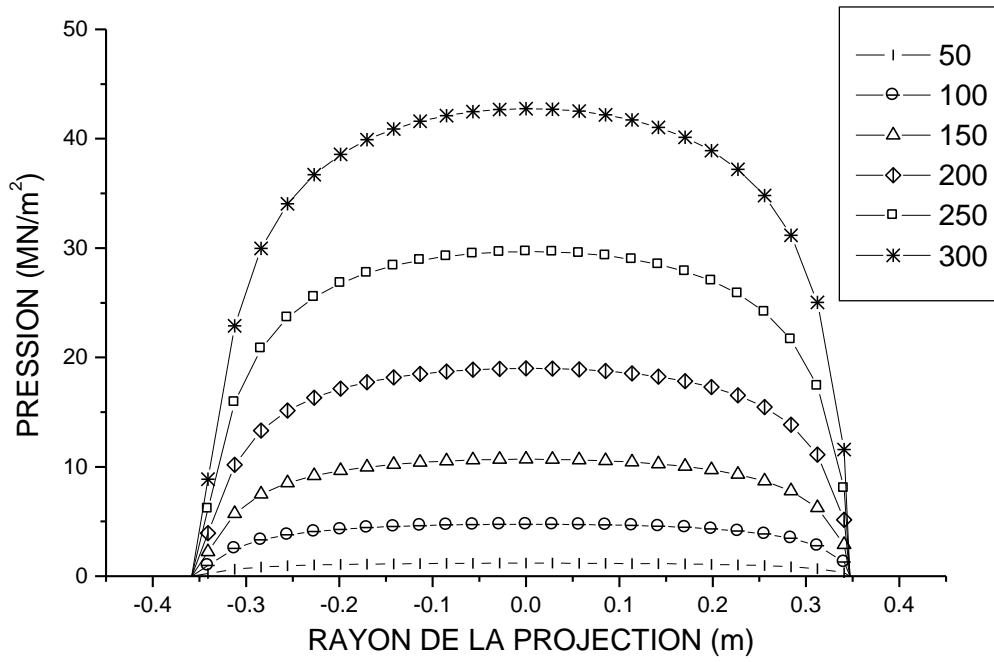


Figure 6.35: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe mineur de l'impact normal d'oiseau de 600 g.

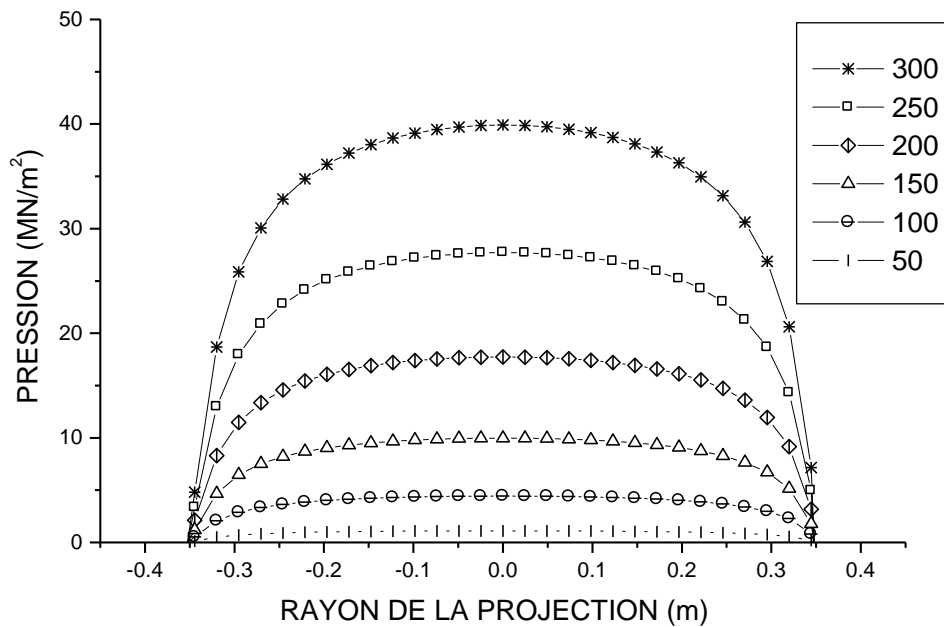


Figure 6.36: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe mineur de l'impact oblique de 75° d'oiseau de 600g.

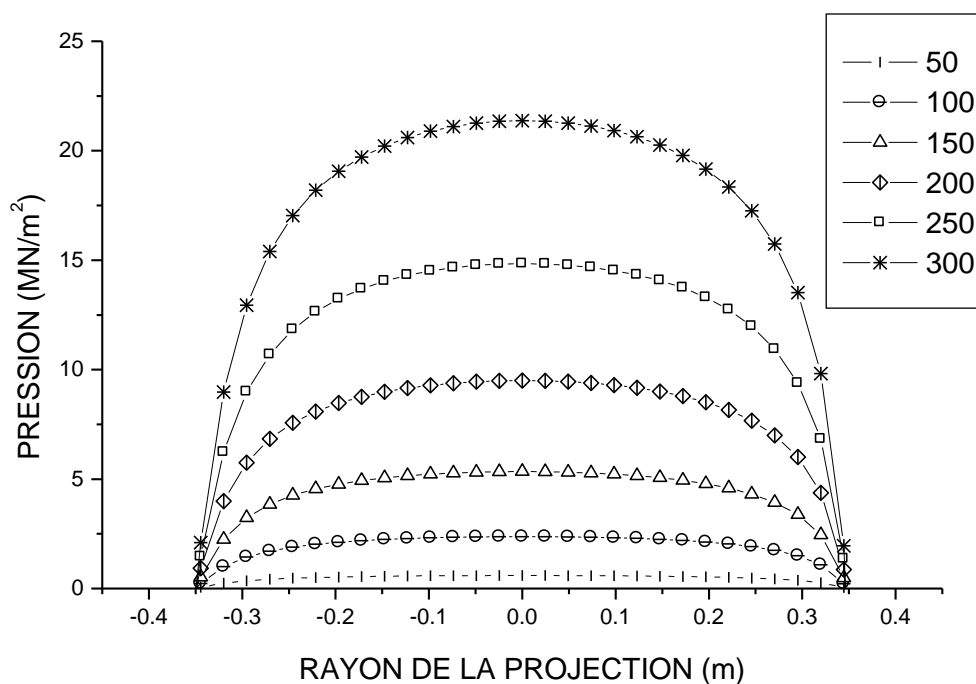


Figure 6.37: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe mineur de l'impact oblique de 45° d'oiseau de 600g.

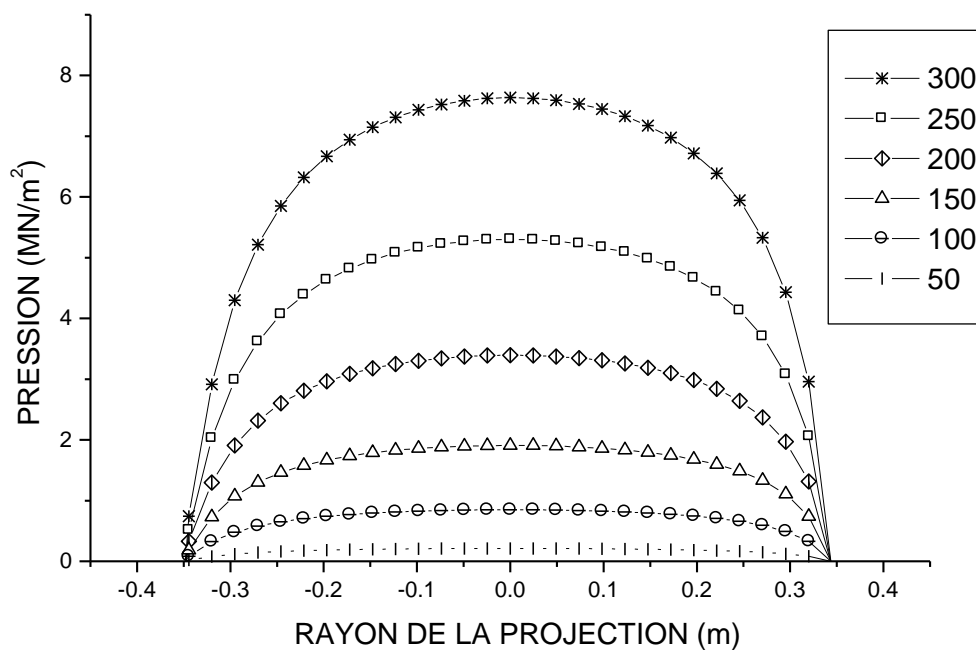


Figure 6.38: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe mineur de l'impact oblique de 25° d'oiseau de 600g.

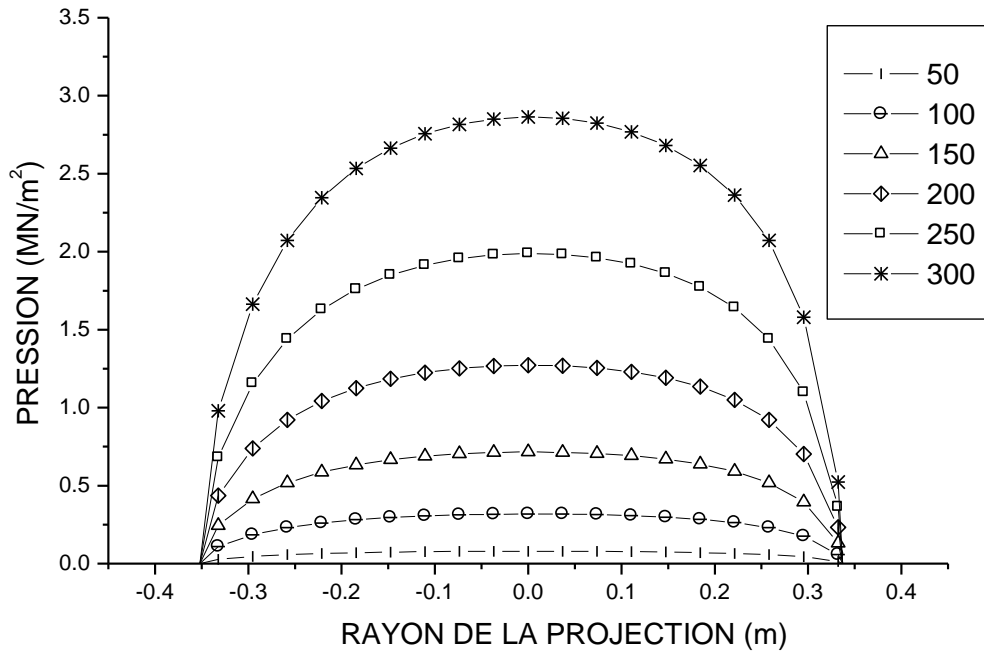


Figure 6.39: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe mineur de l'impact oblique de 15° d'oiseau de 600g.

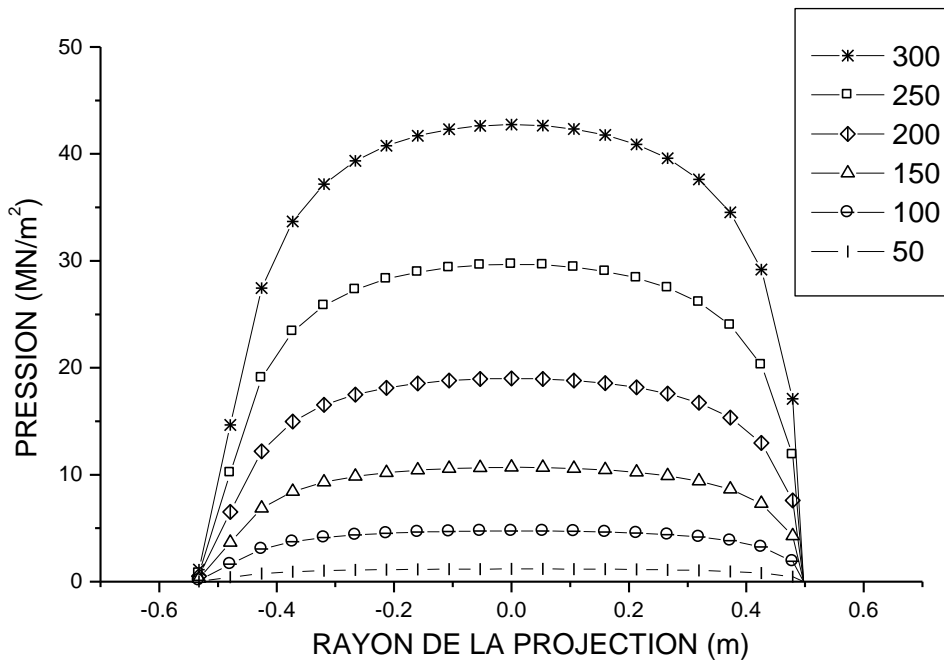


Figure 6.40: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe mineur de l'impact normal d'oiseau de 1800 g.

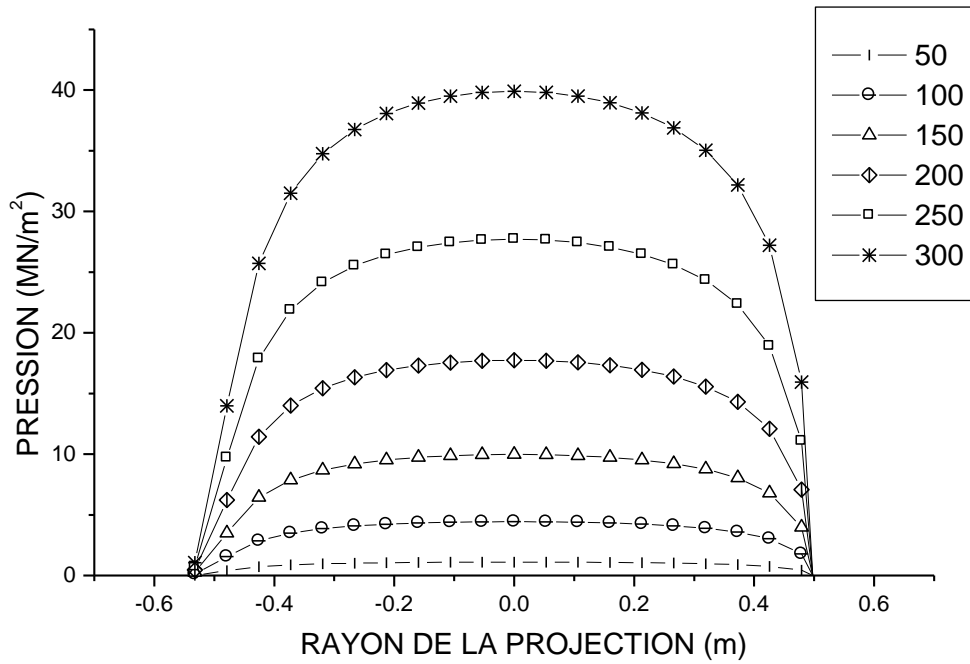


Figure 6.41: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe mineur de l'impact oblique de 75° d'oiseau de 1800 g.

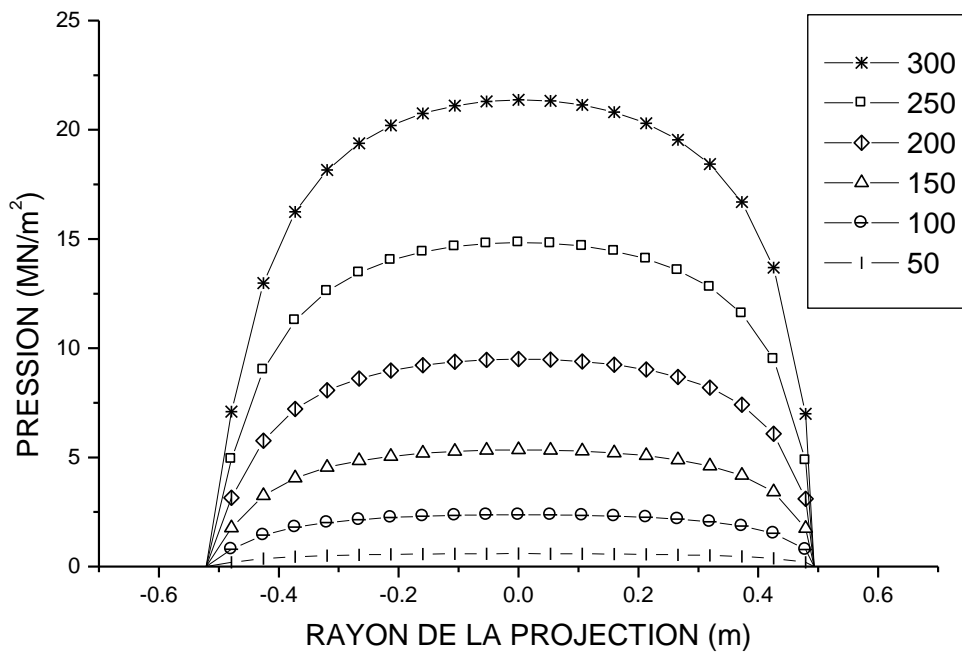


Figure 6.42: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe mineur de l'impact oblique de 45° d'oiseau de 1800 g.

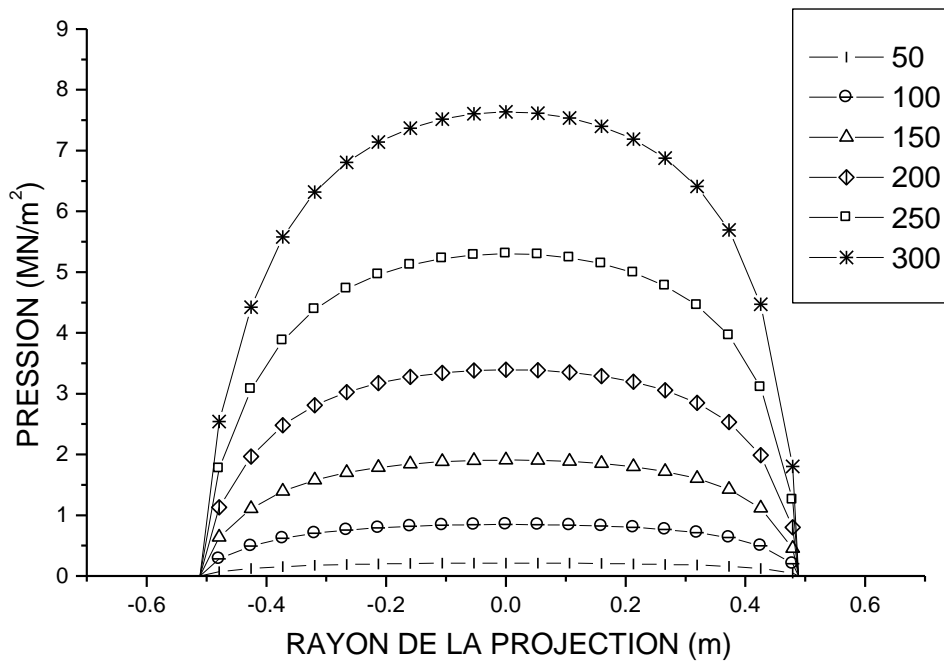


Figure 6.43: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe mineur de l'impact oblique de 25° d'oiseau de 1800 g.

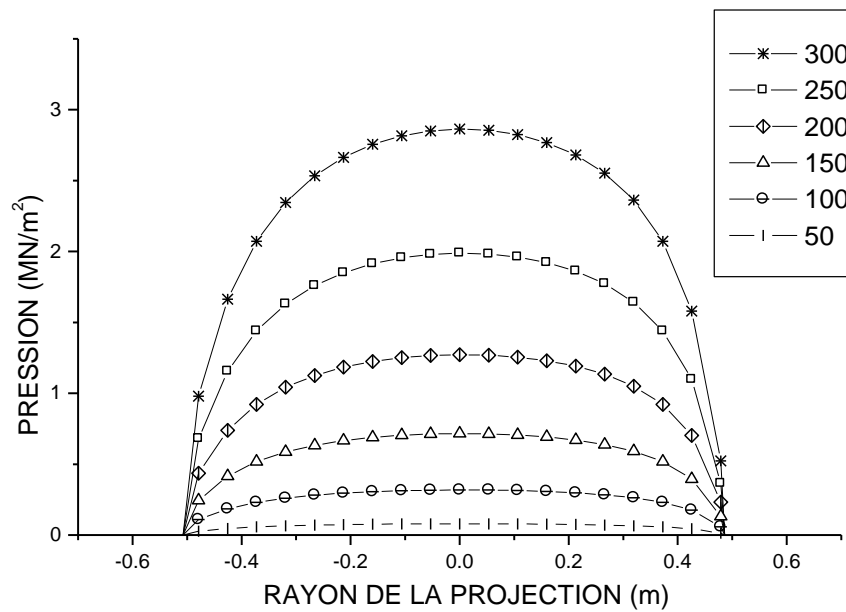


Figure 6.44: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe mineur de l'impact oblique de 15° d'oiseau de 1800 g.

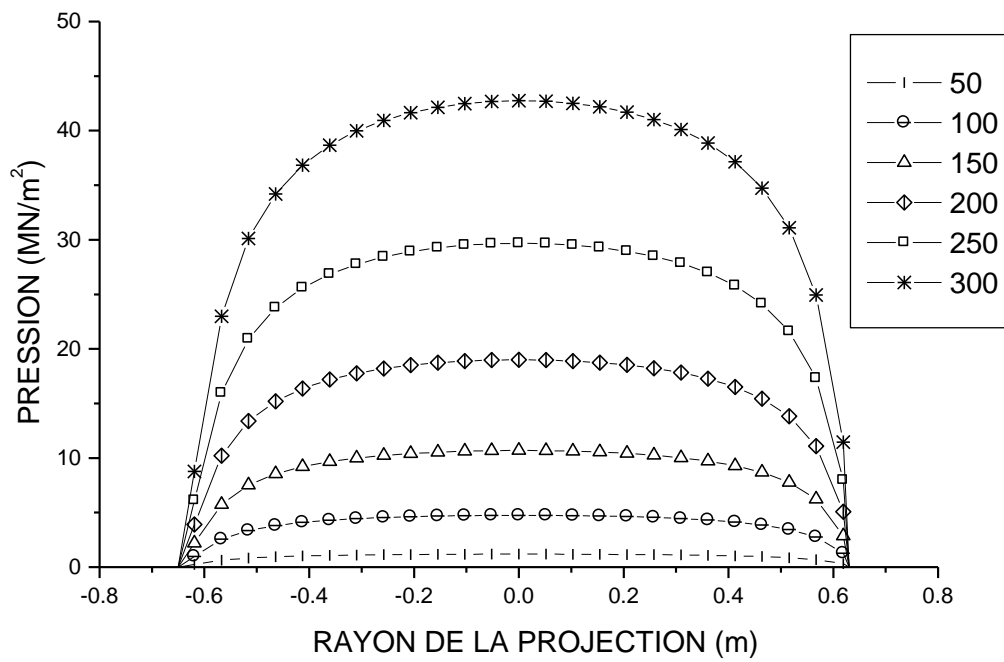


Figure 6.45: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe mineur de l'impact normal d'oiseau de 3600 g.

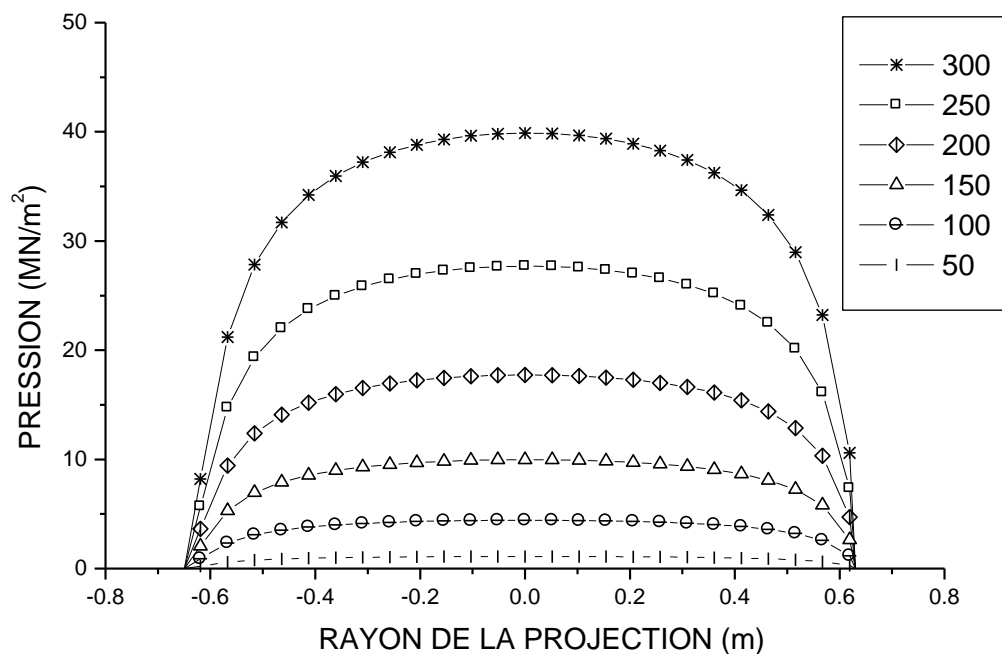


Figure 6.46: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe mineur de l'impact oblique de 75° d'oiseau de 3600 g.

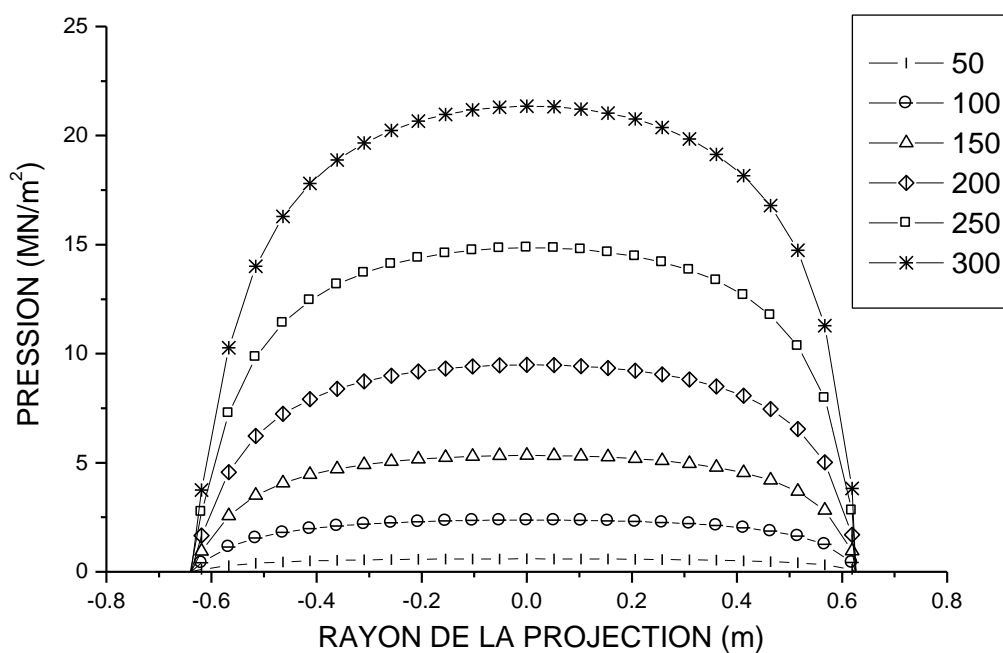


Figure 6.47: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe mineur de l'impact oblique de 45° d'oiseau de 3600 g.

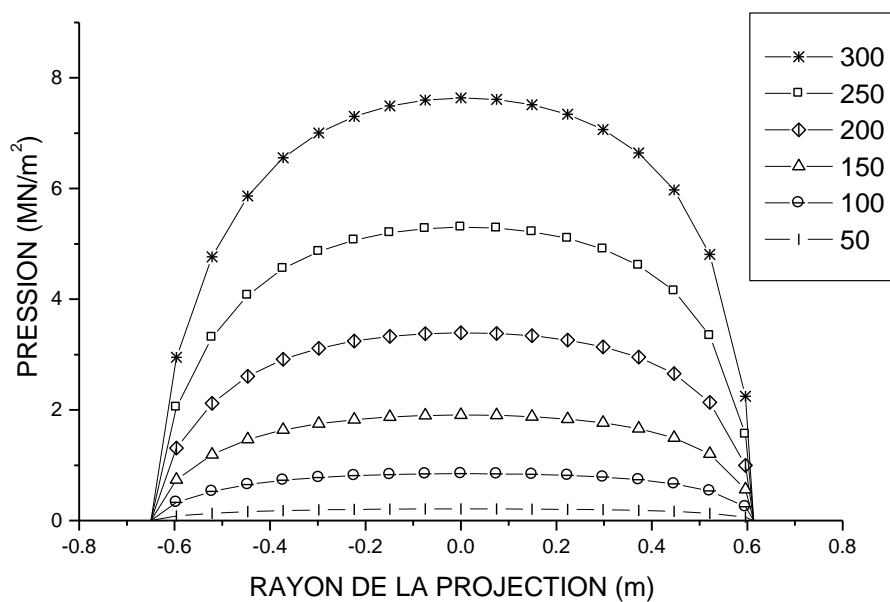


Figure 6.48: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe mineur de l'impact oblique de 25° d'oiseau de 3600 g.

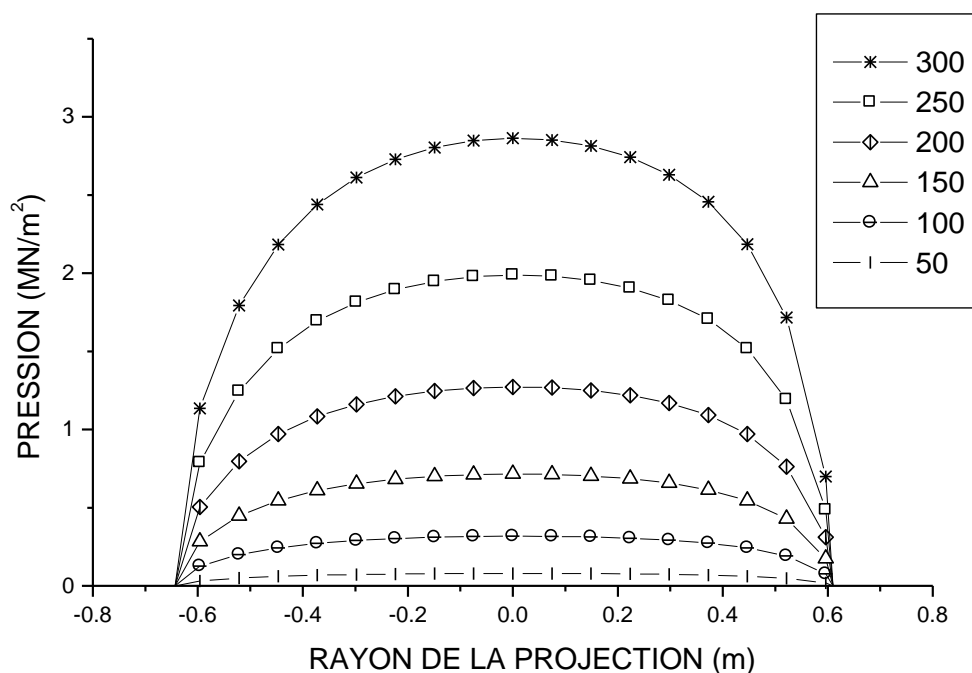


Figure 6.49: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la vitesse le long de l'axe mineur de l'impact oblique de 15° d'oiseau de 3600 g.

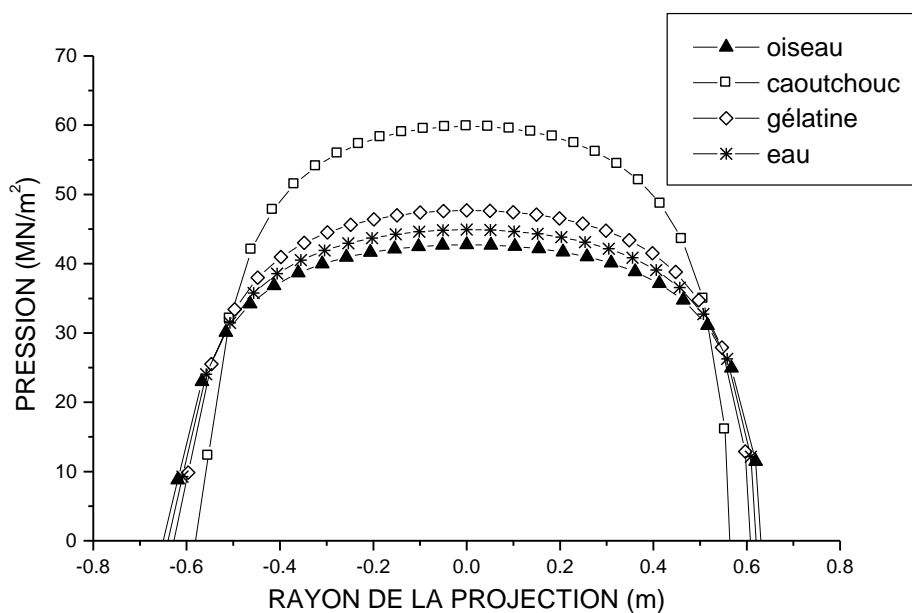


Figure 6.50: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la propriété du matériau (densité) le long de l'axe mineur pour l'impact normal de 3600 g et de 300 m/s.

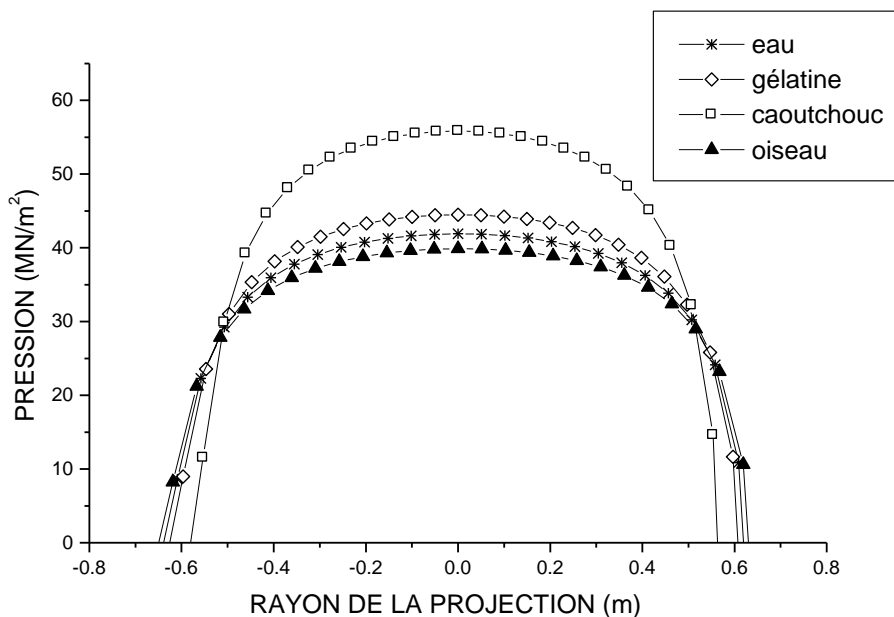


Figure 6.51: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la propriété du matériau (densité) le long de l'axe mineur pour l'impact oblique de 75°, de 3600 g, et de 300 m/s.

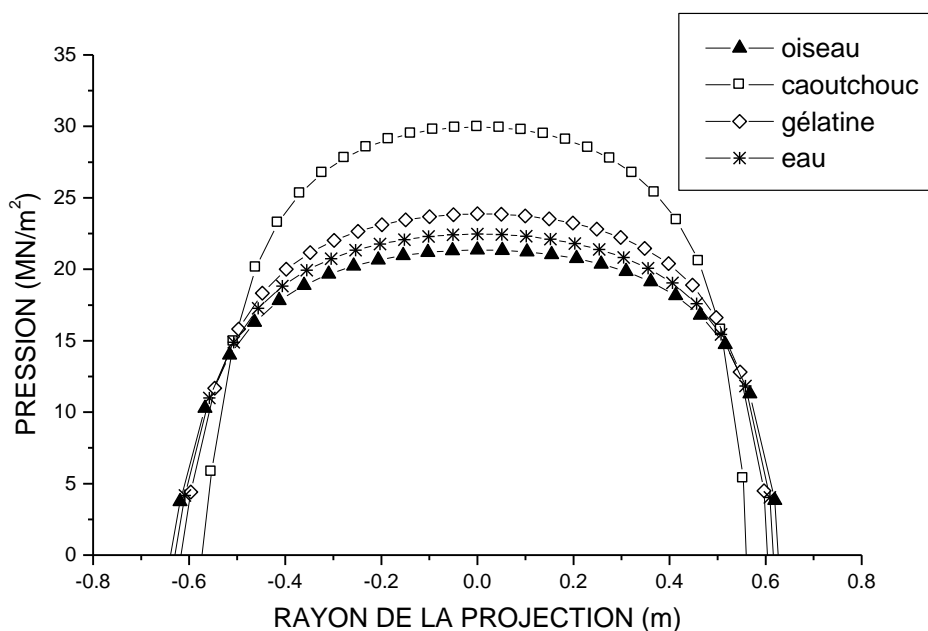


Figure 6.52: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la propriété du matériau (densité) le long de l'axe mineur pour l'impact oblique de 45°, de 3600 g, et de 300 m/s.

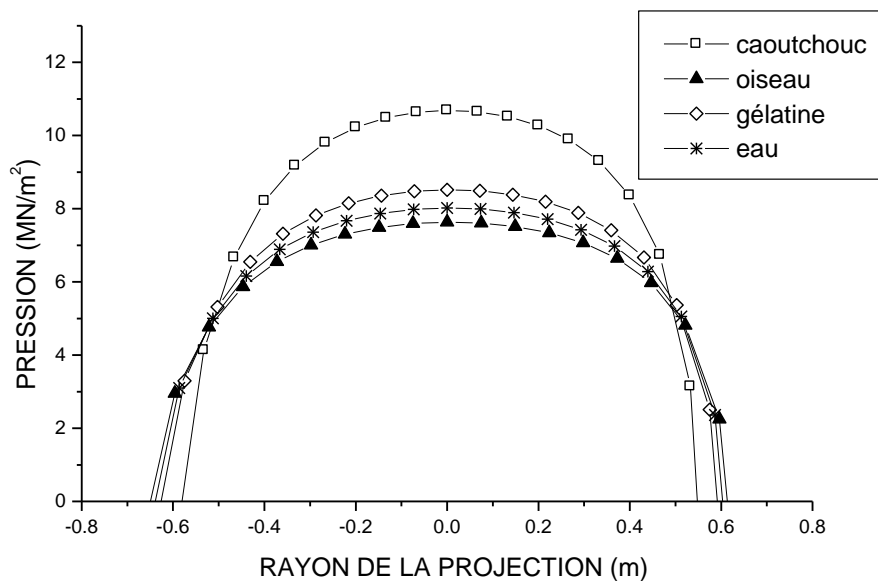


Figure 6.53: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la propriété du matériau (densité) le long de l'axe mineur pour l'impact oblique de 25°, de 3600 g, et de 300 m/s.

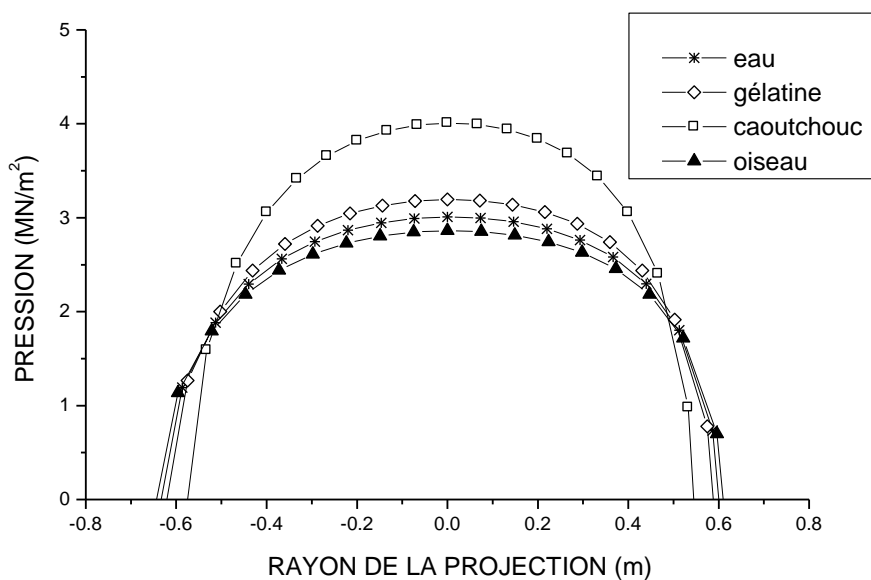


Figure 6.54: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la propriété du matériau (densité) le long de l'axe mineur pour l'impact oblique de 15°, de 3600 g, et de 300 m/s.

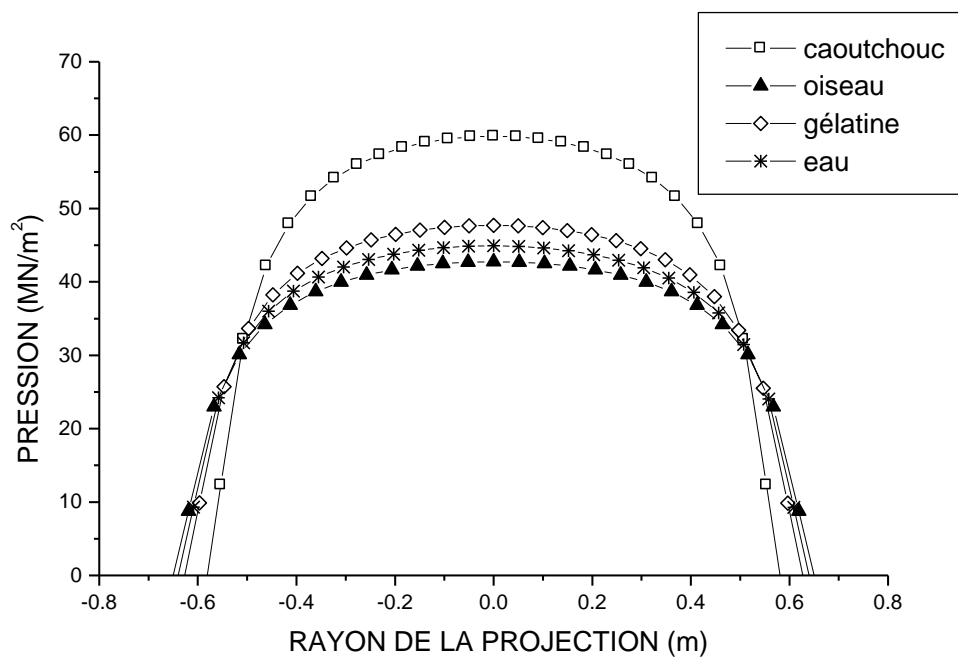


Figure 6.55: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la propriété du matériau (densité) le long de l'axe majeur pour l'impact normal de 3600 g, et de 300 m/s.

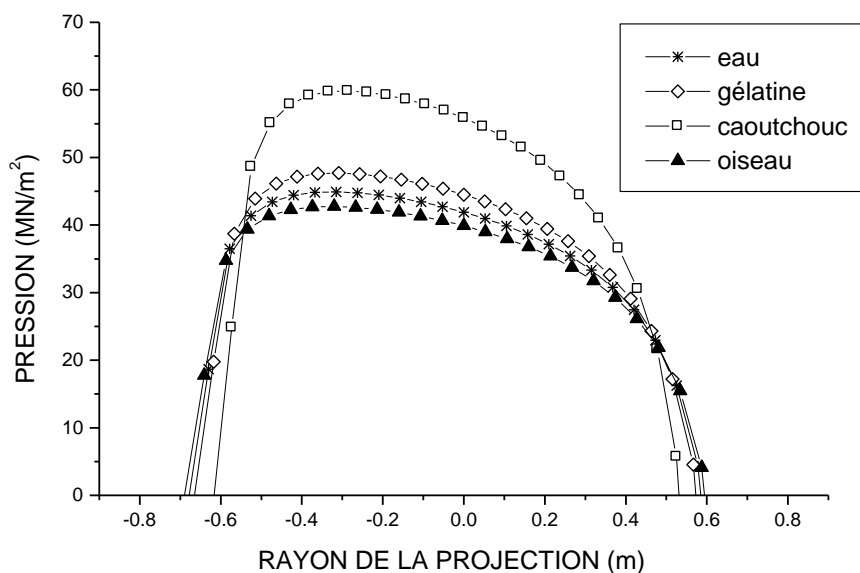


Figure 6.56: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la propriété du matériau (densité) le long de l'axe majeur pour l'impact oblique de 75°, de 3600 g, et de 300 m/s.

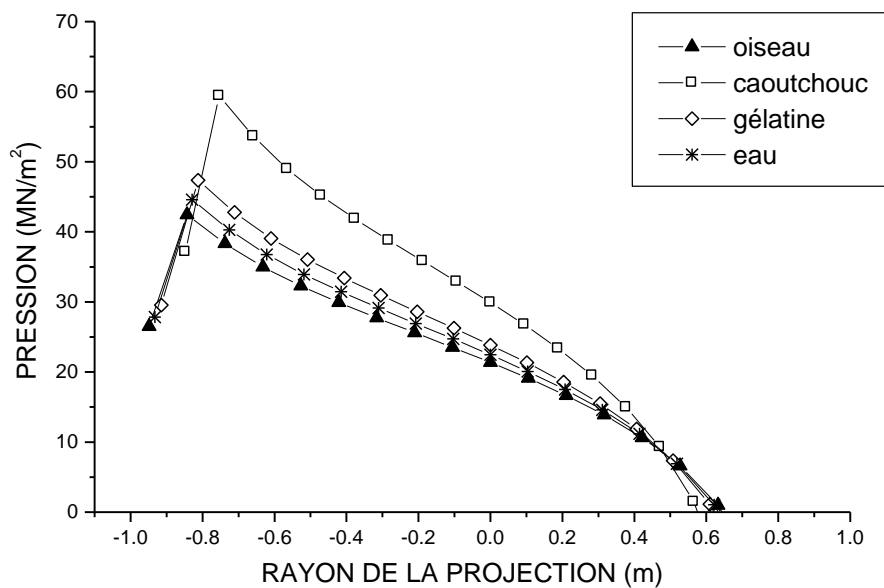


Figure 6.57: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la propriété du matériau (densité) le long de l'axe majeur pour l'impact oblique de 45°, de 3600 g, et de 300 m/s.

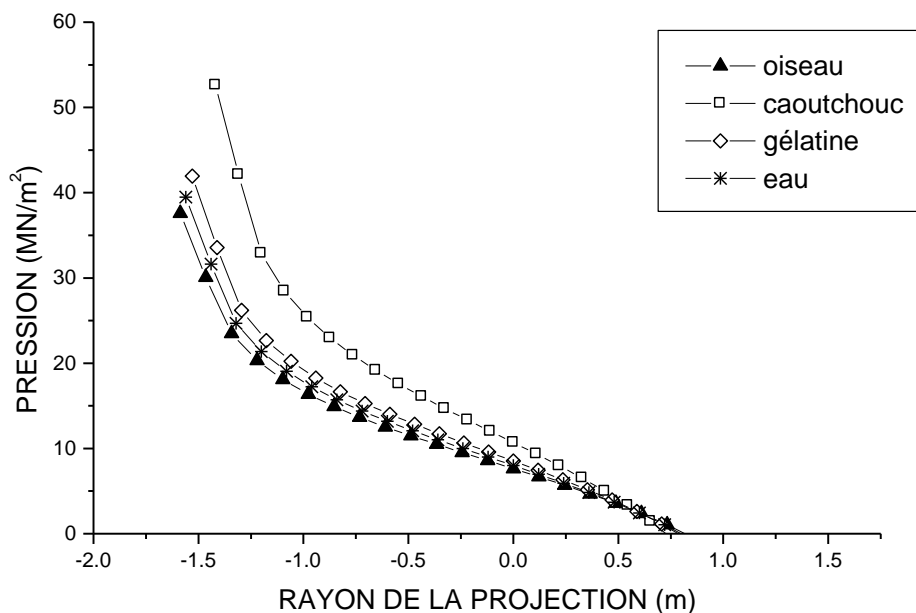


Figure 6.58: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la propriété du matériau (densité) le long de l'axe majeur pour l'impact oblique de 25°, de 3600 g, et de 300 m/s.

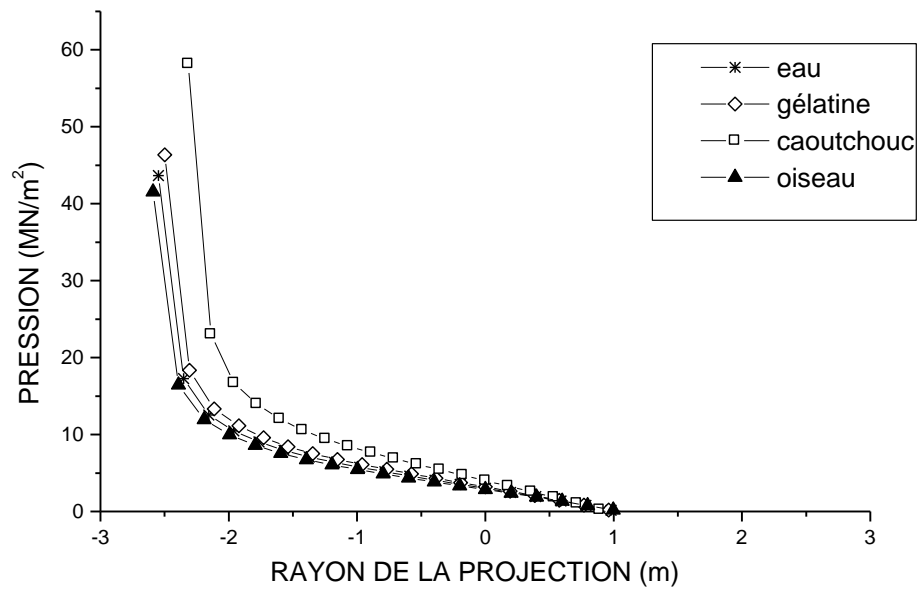


Figure 6.59: Distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la propriété du matériau (densité) le long de l'axe majeur pour l'impact oblique de 15°, de 3600 g, et de 300 m/s.

6.3. Distribution adimensionnelle de la pression de l'écoulement stationnaire

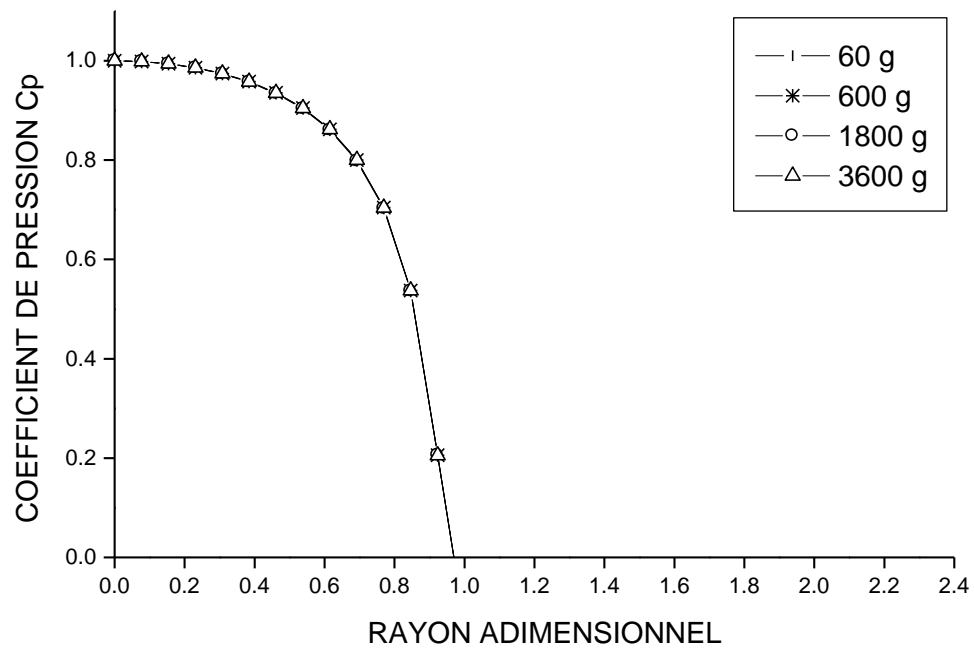


Figure 6.60: La distribution de la pression de l'écoulement stationnaire le long de l'axe principal pour l'impact normal d'oiseau de 60 g, 600g, 1800 g, et 3600 g.

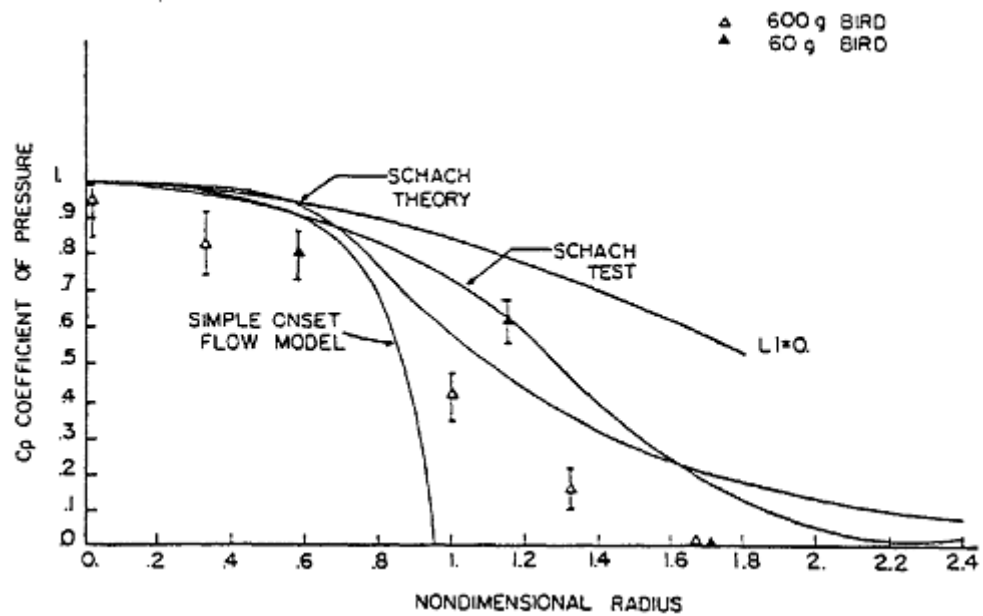


Figure 6.61: Comparaison des distributions de pression de l'écoulement stationnaire le long de l'axe principal pour des impacts normaux [9].

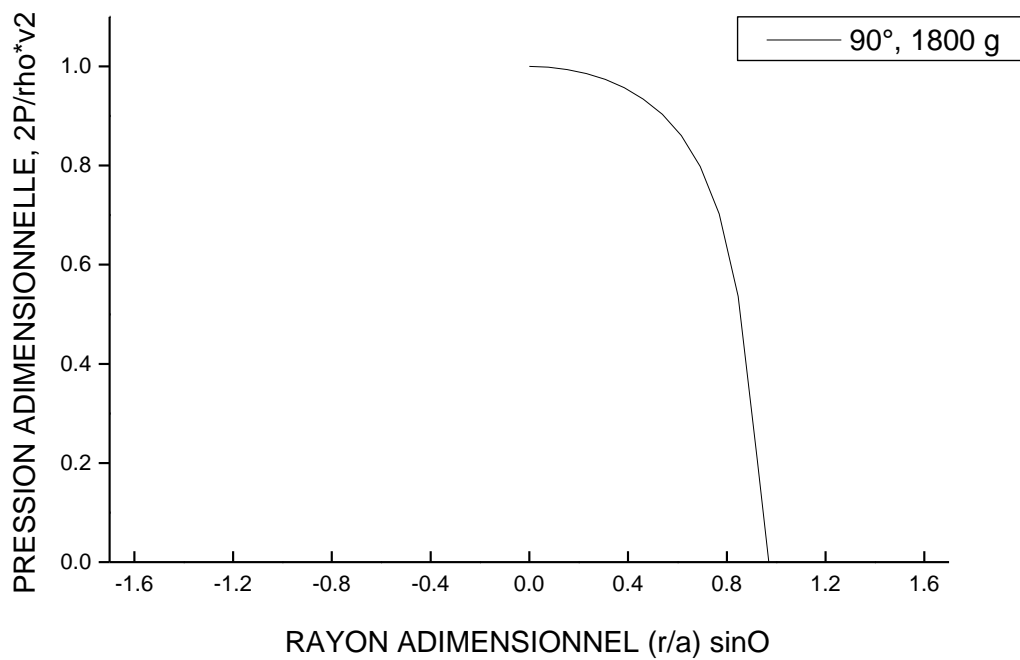


Figure 6.62: La distribution normalisée de la pression de l'écoulement stationnaire d'oiseau réel (poulet) de 1800 g nominal le long de l'axe majeur à l'impact normal.

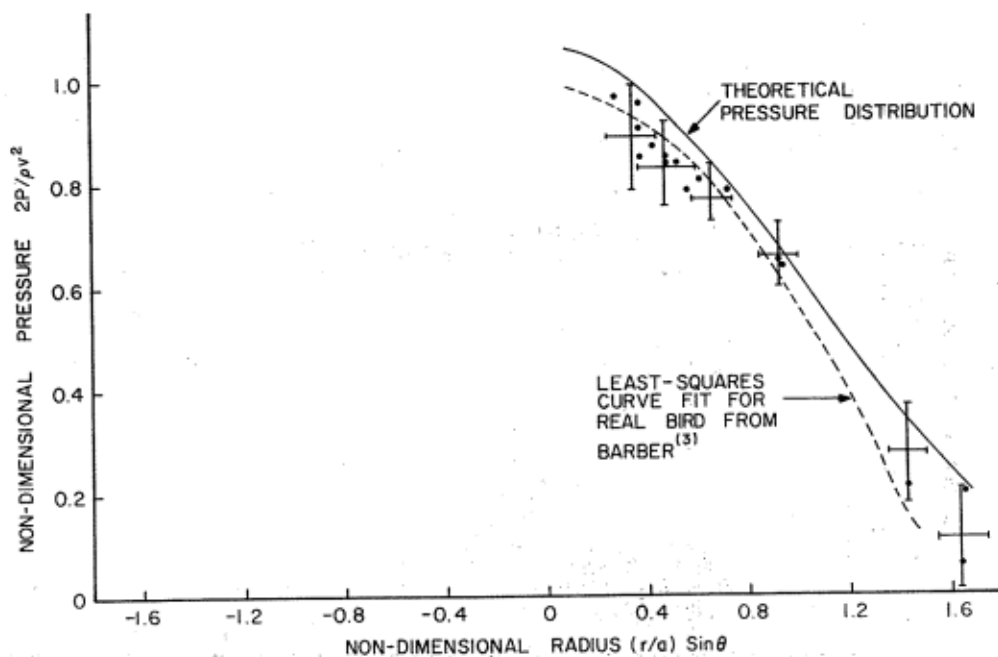


Figure 3.12: La distribution normalisée de la pression de l'écoulement stationnaire de 1800 g nominal d'oiseau réel (Poulet) le long de l'axe majeur à l'impact normal [9].

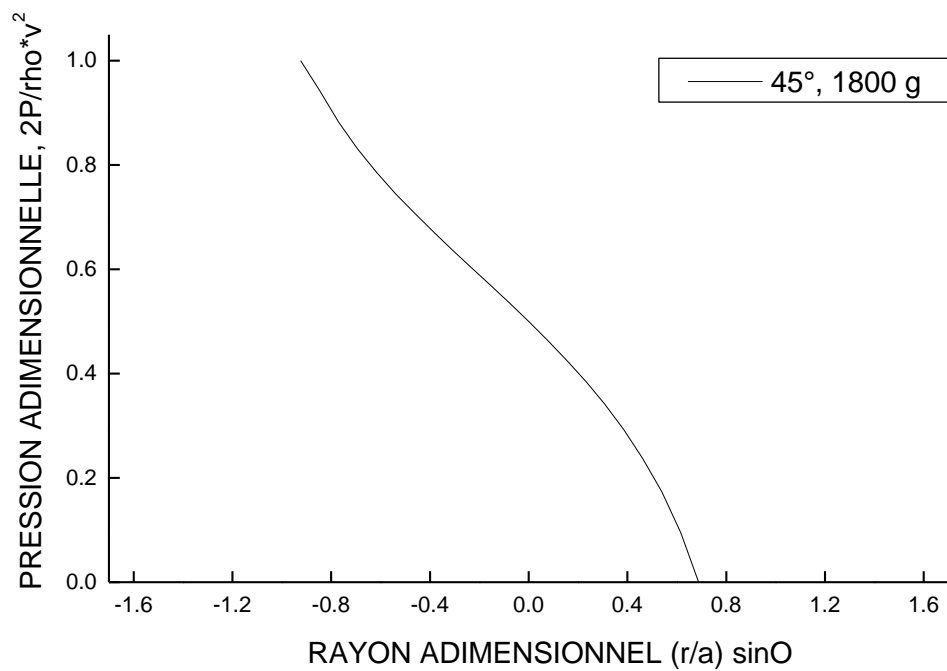


Figure 6.63: La distribution normalisée de la pression de l'écoulement stationnaire d'oiseau réel (poulet) de 1800 g nominal le long de l'axe majeur à l'impact de 45 degrés .

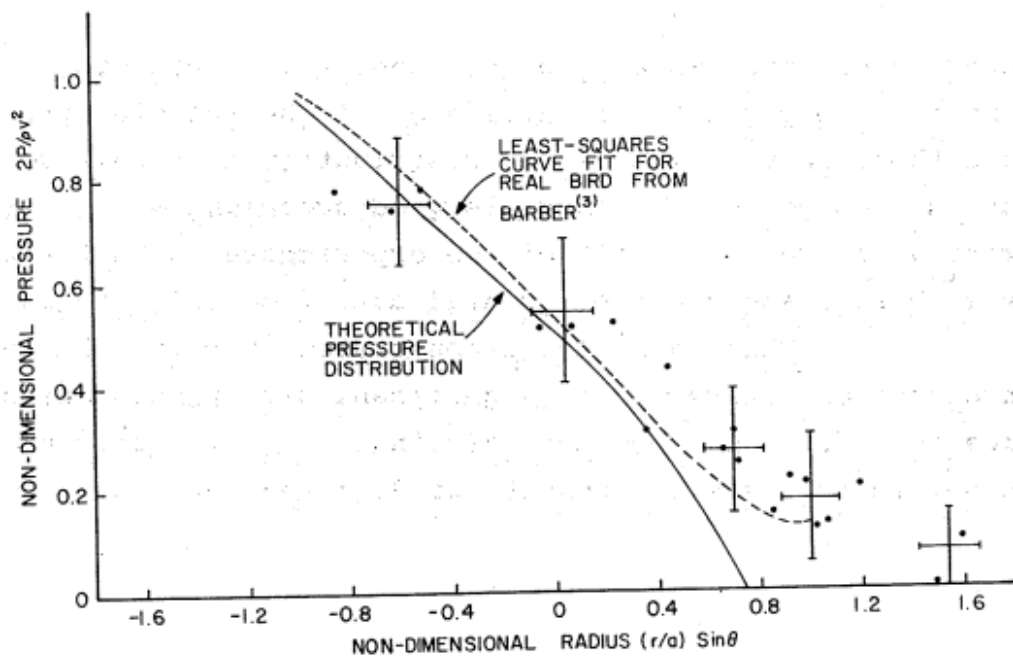


Figure 3.13: La distribution normalisée de la pression de l'écoulement stationnaire d'oiseau réel (Poulet) de 1800 g nominal le long de l'axe majeur à l'impact de 45° [9].

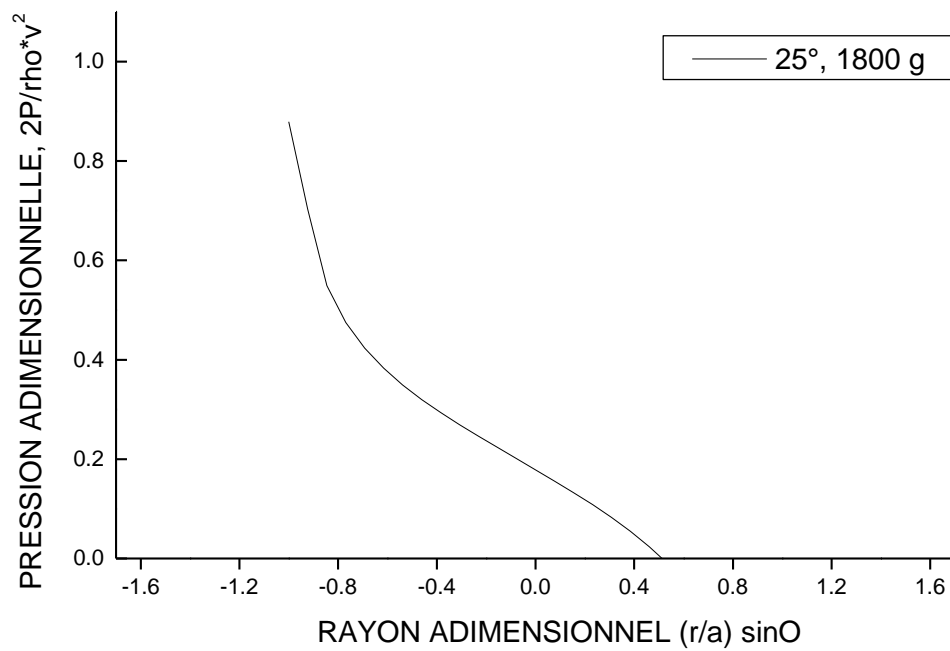


Figure 6.64: La distribution normalisée de la pression de l'écoulement stationnaire d'oiseau réel (poulet) de 1800 g nominal le long de l'axe majeur à l'impact de 25°.

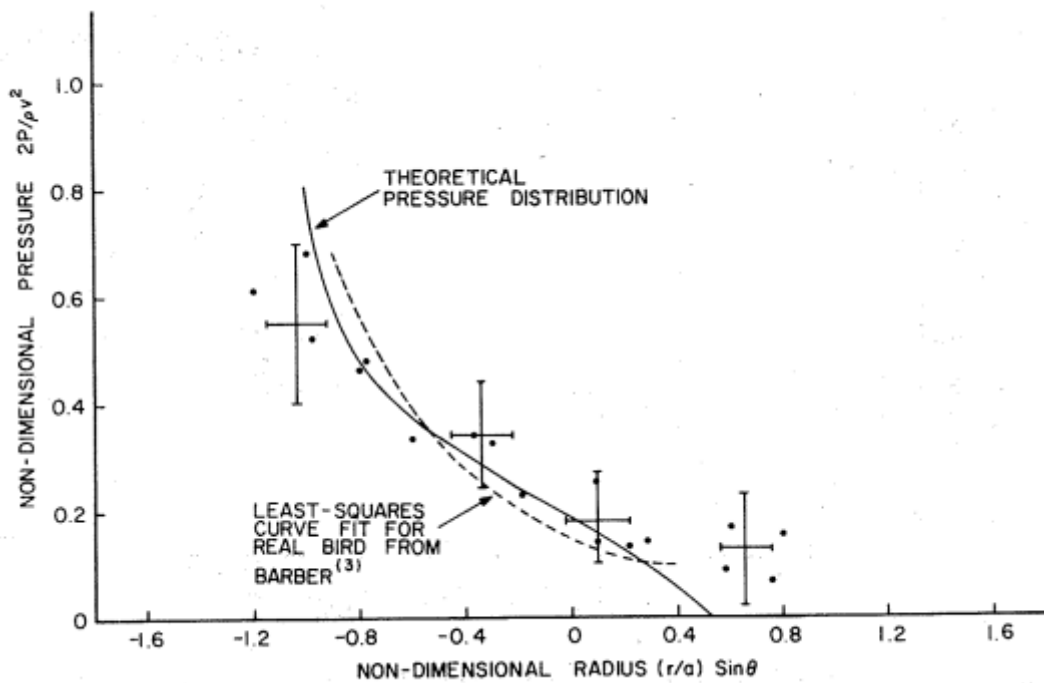


Figure 3.14: La distribution normalisée de la pression de l'écoulement stationnaire d'oiseau réel (Poulet) de 1800 g nominal le long de l'axe majeur à l'impact de 25°

[9].

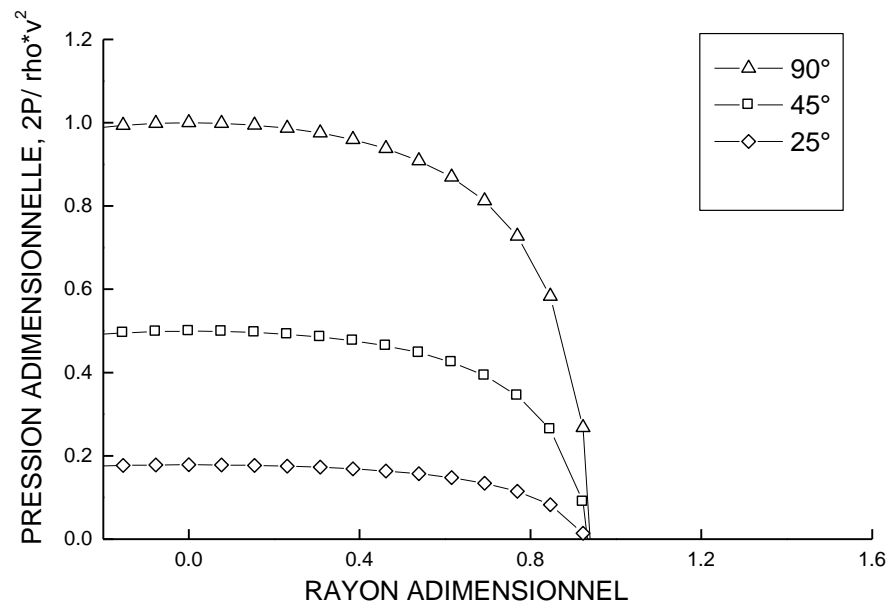


Figure 6.65: Les distributions de la pression de l'écoulement stationnaire le long de l'axe mineur pour l'oiseau réel calculées avec le modèle de chargement pour les angles d'impact, 90°, 45°, et 25°.

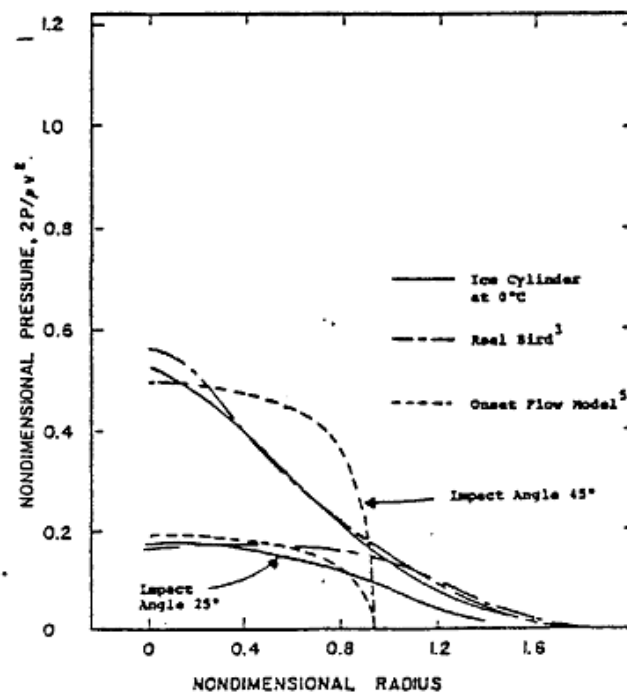


Figure 6.66: Comparaison des distributions de la pression de l'écoulement stationnaire le long de l'axe mineur pour la glace, et l'oiseau réel [9].

6.4. Interprétation et comparaison des résultats

6.4.1. La pression de l'impact initial

Les pressions d'impact initial calculées pour les deux types d'impact, normal (90°) et oblique (75° , 45° , 25° , et 15°) pour différents matériaux impactant à savoir : la gélatine, l'eau, le caoutchouc et l'oiseau sont présentées dans les figures (6.1- 6.9). Sur ces figures, il apparaît clairement que la grandeur de la pression de l'impact initial varie proportionnellement avec la vitesse de l'impact et inversement proportionnelle avec l'angle de l'obliquité de l'impact, ainsi cette pression est une fonction de la densité du matériau sans oublier l'effet de la vitesse du choc dans le matériau qui est une fonction linéaire de la vitesse de l'impact. Les pressions d'impact calculées pour l'impact normal d'un oiseau sont conformes très bien avec les pressions mesurées.

6.4.2. La pression de l'écoulement stationnaire

6.4.2.1. Distribution de la pression pour les impacts normaux

Les figures (6.10, 6.15, 6.20, 6.25) montrent la distribution de la pression obtenue avec le modèle de chargement en utilisant la description simple de l'écoulement de début le long de l'axe majeur de l'impact normal en fonction de la vitesse de l'impact pour des masses d'oiseaux de (60 g, 600 g, 1800 g, 3600 g), respectivement.

Ces figures prouvent l'effet de la vitesse sur les pressions de l'écoulement stationnaire qui sont proportionnelles avec la vitesse de l'impact. Aussi, ces figures montrent que la distribution de la pression de l'écoulement stationnaire n'est pas une fonction de la vitesse puisque, pour toute la gamme de vitesses d'impact testées dans ces figures, la pression maximum est toujours indiquée au centre de l'impact et cette pression diminue le long du rayon de la projection de l'impact jusqu'au bord de la surface frontale de la projection de l'impact où elle est égale à zéro. La distribution de la pression est symétrique par rapport au centre de l'impact et elle ne varie pas avec la vitesse de l'impact. Elles montrent également que l'endroit de point de stagnation dans le champ de l'écoulement est toujours le centre de l'impact. Elles montrent aussi que le rayon de projection ne change pas

avec la vitesse de l'impact. Les figures montrent que la taille du projectile n'a aucun effet sur les pressions de l'écoulement stationnaire.

Les figures (6.30, 6.35, 6.40, 6.45) montrent la distribution de la pression de l'écoulement stationnaire le long de l'axe mineur pour l'impact normal en fonction de la vitesse de l'impact pour des masses d'oiseaux de (60 g, 600 g, 1800 g, 3600 g), respectivement.

Toutes les caractéristiques de l'écoulement stationnaire qui apparaissent dans les impacts normaux le long de l'axe majeur sont également apparentes pour l'axe mineur. Le point de stagnation reste toujours au centre de l'impact et la distribution de la pression de l'écoulement stationnaire est symétrique par rapport au centre de l'impact et ne varie pas en fonction de la vitesse. Aussi la taille du projectile n'a aucun effet sur les pressions de l'écoulement stationnaire.

La figure (6.50) montre la distribution de la pression de l'écoulement stationnaire le long de l'axe mineur de l'impact normal en fonction de la propriété du matériau de l'objet impactant à savoir; l'oiseau, le caoutchouc (RTV), la gélatine et l'eau, pour une masse de 3600 g et une vitesse d'impact de 300 m/s.

De cette figure il est clair que la densité de l'objet impactant est un facteur influençant sur les pressions de l'écoulement stationnaire et que la distribution de la pression reste toujours symétrique par rapport au centre de l'impact. Les pressions de l'écoulement stationnaire varient proportionnellement avec la densité de l'objet impactant.

La figure (6.55) montre la distribution de la pression de l'écoulement stationnaire le long de l'axe majeur de l'impact normal en fonction de la propriété du matériau de l'objet impactant à savoir; l'oiseau, le caoutchouc (RTV), la gélatine et l'eau, pour une masse de 3600 g et une vitesse d'impact de 300 m/s.

Toutes les caractéristiques de l'écoulement stationnaire apparentes dans la figure (6.50) le long de l'axe mineur sont également apparentes pour l'axe majeur dans la figure (6.55).

De toutes ces figures présentées pour l'impact normal, il est clair que la dimension du rayon de projection de la surface d'impact ne varie pas en fonction

de la vitesse de l'impact, et reste la même pour les deux axes majeur et mineur pour une taille fixe de l'objet impactant, mais elle varie proportionnellement avec la taille de l'oiseau et inversement proportionnelle avec la densité de l'objet impactant.

Les figures (6.60, 6.62) montrent la distribution de la pression obtenue avec le modèle de chargement en utilisant la description simple de l'écoulement de début. Cette pression est adimensionnée par rapport à la pression de stagnation comme calculé dans l'équation (3-2), et le rayon de la projection est adimensionné par rapport au rayon de l'objet impactant.

Des points de données expérimentaux sont montrés dans la figure (3.12) avec la distribution théorique de la pression pour un jet bidimensionnel. Une distribution approximative de la pression théorique pour l'impact d'un jet normal axisymétrique développée par SCHACH [20] est également montrée dans la figure (6.61) avec la distribution de la pression mesurée par SCHACH.

De la comparaison des résultats représentés dans ces figures, il est clair que la description simple de l'écoulement de début n'est pas adéquate pour les impacts normaux. La force totale impactée à la surface projetée de l'impact correspondante à l'écoulement simple de début est seulement environ la moitié de la valeur théorique $\rho V_b A$ où A est la section de la surface de projectile. La distribution de la pression pour un jet bidimensionnel a mené à une surestimation brute de la force totale de l'impact.

6.4.2.2. Distribution de la pression pour les impacts obliques

Les figures (6.11- 6.14) montrent les distributions de la pression de l'écoulement stationnaire le long de l'axe majeur en fonction de la vitesse de l'impact (50 m/s, 100 m/s, 150 m/s, 200 m/s, 250 m/s, et 300 m/s), pour l'impact d'oiseau (poulet) de 60 g, et pour les angles d'impact 75°, 45, 25° et 15°, respectivement. Les figures (6.16- 6.19) montrent les distributions de la pression de l'écoulement stationnaire le long de l'axe majeur en fonction de la vitesse de l'impact (50 m/s, 100 m/s, 150 m/s, 200 m/s, 250 m/s, et 300 m/s), pour l'impact d'oiseau (poulet) de 600 g, et pour les angles d'impact 75°, 45, 25° et 15°,

respectivement. Les figures (6.21- 6.24) montrent les distributions de la pression de l'écoulement stationnaire le long de l'axe majeur en fonction de la vitesse de l'impact (50 m/s, 100 m/s, 150 m/s, 200 m/s, 250 m/s, et 300 m/s), pour l'impact d'oiseau (poulet) de 1800 g, et pour les angles d'impact 75°, 45, 25° et 15°, respectivement. Les figures (6.26- 6.29) montrent les distributions de la pression de l'écoulement stationnaire le long de l'axe majeur en fonction de la vitesse de l'impact (50 m/s, 100 m/s, 150 m/s, 200 m/s, 250 m/s, et 300 m/s), pour l'impact d'oiseau (poulet) de 3600 g, et pour les angles d'impact 75°, 45, 25° et 15°, respectivement.

Ces figures prouvent l'effet important de l'angle d'impact sur la distribution de la pression de l'écoulement stationnaire. Lorsque l'angle d'impact change de normal en oblique, la distribution de la pression de l'écoulement stationnaire change de symétrique par rapport au centre de l'impact en fortement biaisée autour du point de stagnation. Elles montrent également que l'endroit de point de stagnation dans le champ de l'écoulement se déplace du centre de l'impact à un point extérieur de la surface frontale projetée du projectile. Les figures montrent que la taille de projectile n'a aucun effet sur les pressions de l'écoulement stationnaire.

Les figures (6.31- 6.34) montrent les distributions de la pression de l'écoulement stationnaire le long de l'axe mineur en fonction de la vitesse de l'impact (50 m/s, 100 m/s, 150 m/s, 200 m/s, 250 m/s, et 300 m/s), pour l'impact d'oiseau (poulet) de 60 g, et pour les angles d'impact 75°, 45, 25° et 15°, respectivement. Les figures (6.36- 6.39) montrent les distributions de la pression de l'écoulement stationnaire le long de l'axe mineur en fonction de la vitesse de l'impact (50 m/s, 100 m/s, 150 m/s, 200 m/s, 250 m/s, et 300 m/s), pour l'impact d'oiseau (poulet) de 600 g, et pour les angles d'impact 75°, 45, 25° et 15°, respectivement. Les figures (6.41- 6.44) montrent les distributions de la pression de l'écoulement stationnaire le long de l'axe mineur en fonction de la vitesse de l'impact (50 m/s, 100 m/s, 150 m/s, 200 m/s, 250 m/s, et 300 m/s), pour l'impact d'oiseau (poulet) de 1800 g, et pour les angles d'impact 75°, 45, 25° et 15°, respectivement. Les figures (6.46- 6.49) montrent les distributions de la pression de l'écoulement stationnaire le long de l'axe mineur en fonction de la vitesse de l'impact (50 m/s, 100 m/s, 150 m/s, 200 m/s, 250 m/s, et 300 m/s), pour l'impact

d'oiseau (poulet) de 3600 g, et pour les angles d'impact 75° , 45° , 25° et 15° , respectivement.

Ces figures prouvent la non influence de l'angle d'impact sur la distribution de la pression de l'écoulement stationnaire. Quand l'angle d'impact change de normal en oblique, aucune variation dans la distribution de la pression de l'écoulement stationnaire, la distribution de la pression reste toujours symétrique par rapport au centre de l'impact. Les figures montrent que la taille de projectile n'a aucun effet sur les pressions de l'écoulement stationnaire.

Les figures (6.51- 6.54) montrent la distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la propriété du matériau (densité) le long de l'axe mineur pour l'impact normal de 3600 g et de 300 m/s.

Ces figures prouvent l'influence de la propriété du matériau de l'objet impactant sur les pressions de l'écoulement stationnaire. Elles montrent également le non effet de l'obliquité sur la distribution de la pression de l'écoulement stationnaire.

Les figures (6.56- 6.59) montrent la distribution de la pression de l'écoulement stationnaire en fonction de la propriété du matériau (densité) le long de l'axe majeur pour l'impact normal de 3600 g et de 300 m/s.

Ces figures prouvent l'influence de la propriété du matériau de l'objet impactant sur les pressions de l'écoulement stationnaire. Elles montrent également l'effet de l'obliquité sur la distribution de la pression de l'écoulement stationnaire et sur l'endroit de point de stagnation dans le champ de l'écoulement.

Les figures (6.63), (6.64) montrent les distributions de la pression adimensionnelles de l'écoulement stationnaire le long de l'axe majeur pour l'impact d'oiseau (poulet) pour les angles d'impact 45° , et 25° , respectivement. Les pressions sont normalisées à la pression de stagnation comme calculée dans l'équation (3-2). En parallèle avec les données expérimentales, deux ensembles de courbes sont montrés dans les figures (3.13) et (3.14), la distribution de la pression prévue par BOEHMAN [9] pour les impacts de 45° , et 25° , et les ajustements de la courbe des moindres carrés des données expérimentales pour les petites taille de projectiles de gélatine par BAUER [5]. Les barres d'erreurs

montrées parallèle à l'axe d'ordonnée représentent l'incertitude dans la mesure de la pression d'état stationnaire à partir des traçages de pression créé par la superposition du bruit de haute fréquence sur le profil de pression des oiseaux. Les barres d'erreurs montrées parallèles à l'axe d'abscisse sont basées sur l'erreur maximum dans la détermination de l'endroit initial de l'impact sur la cible. L'erreur maximum a été calculée par BAUER [5] et est provoquée par le déplacement de la trajectoire actuelle de la vraie trajectoire du projectile.

Ces figures prouvent l'effet important de l'angle d'impact sur la distribution d'écoulement stationnaire. Lorsque l'angle d'impact change de normal en oblique, la distribution de la pression de l'écoulement stationnaire change de symétrique par rapport au centre de l'impact en fortement biaisée autour du point de stagnation. Elles montrent également que l'endroit de point de stagnation dans le champ d'écoulement se déplace du centre de l'impact à un point extérieur de la surface frontale projetée du projectile. Les figures montrent que la taille du projectile n'a aucun effet sur les pressions d'écoulement stationnaire.

La figure (6-65) montre des distributions de pression le long de l'axe mineur pour des impacts de 90, 45 et 25 degrés. Les résultats calculés représentés sur ces trois figures sont basés sur le modèle simple de l'écoulement de début (décrit dans la section 4.2.2). L'effet de l'angle d'obliquité sur les pressions de l'écoulement stationnaire est très clair dans cette figure.

Les limitations de ce modèle simple de l'écoulement de début sont clairement évidentes en comparant ces figures avec les courbes expérimentales où on observe que dans la région de basse pression, près des bords de la surface projetée de l'oiseau sur la plaque, la distribution de la pression calculée n'est pas en accord avec la distribution mesurée. Cependant, on peut voir que l'accord entre les résultats théoriques et expérimentaux est excellent au-dessus de la région d'impact où les pressions sont grandes.

L'accord entre la courbe théorique, et l'ajustement de la courbe des moindres carrés des données expérimentales pour les projectiles d'oiseau de petites taille, et des données expérimentales est très bon pour tous les angles d'impact. Un certain désaccord entre les données et les prévisions du modèle de l'écoulement se produit près de la limite extérieure de l'écoulement, parce que la

distribution de la pression prévue analytiquement a été générée en utilisant un modèle simple de l'écoulement de début.

6.4.2.3. Raisonement

L'inadéquation de la description simple de l'écoulement de début pour les impacts normaux est due au fait que la propagation du bord de jet en approchant la surface d'impact n'est pas prise en considération. Pour des impacts obliques ce n'est pas une imperfection sérieuse puisque la partie majeure du jet est déviée de sa trajectoire entrante sur cette partie de la surface impactée qui se trouve dans la surface projetée de projectile sur la surface d'impact. Pour des impacts normaux, cependant, une grande partie de transfert de quantité de mouvement se produit en dehors de la surface projetée du projectile sur la surface d'impact.

6.4.2.4. Un modèle amélioré de l'écoulement de début pour les impacts normaux

La figure (6-67) montre une comparaison des formes des lignes de courant libres de frontière de jet pour l'impact normal des jets bidimensionnels et axisymétriques. Cette figure montre que la rotation d'un jet axisymétrique est beaucoup plus brusque que la rotation d'un jet bidimensionnel. De la figure (6-67) on observe que les lignes de courant de frontière de jet bidimensionnel ne sont pas tout à fait différentes du jet axisymétrique si l'axe Y du jet bidimensionnel est décalé en bas par une quantité égale à mi-largeur du jet. Cette observation a amené à la question suivante. Supposant que le champ de vitesse du jet bidimensionnel évalué à Y/a à proximité de 1 a été utilisé comme description de l'écoulement de début. ***"Est-il possible de trouver une certaine valeur de Y/a qui a un champ de vitesse une fois utilisé comme description de l'écoulement de début rapporterait une distribution de la pression semblable à la distribution axisymétrique de la pression ?"***

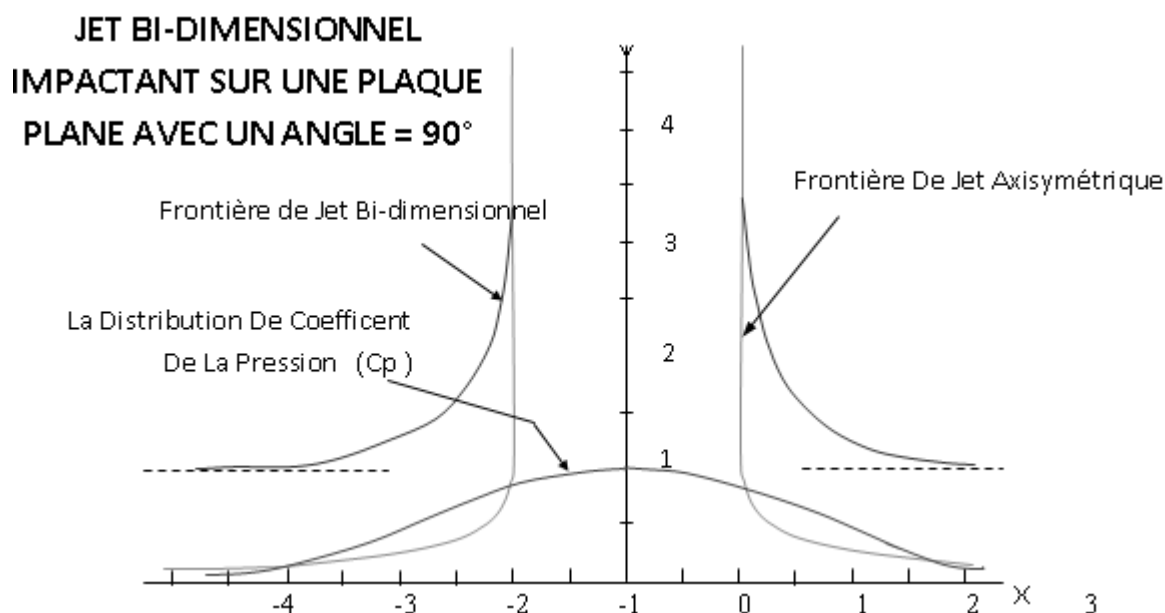


Figure 6.67: Comparaison des frontières de jet pour les jets bidimensionnels et axisymétriques.

6.4.2.5. Modélisation de l'écoulement de début pour les impacts obliques

L'utilisation des solutions théoriques du champ de la vitesse du jet bidimensionnel pour générer des modèles améliorés de l'écoulement de début qui mène à l'accord excellent avec les distributions de pression expérimentales pour les impacts obliques sur des plaques planes rigides et qui est possible avec le modèle simple de l'écoulement de début, n'a pas produit des résultats acceptables pour la raison suivante. La programmation et le temps machine exigé pour calculer le champ amélioré de la vitesse de l'écoulement de début devient très grand, au point où le calcul de l'écoulement de début devient le calcul principal.

6.4.2.6. Conclusion

A l'exception des impacts normaux ou presque normaux, aucun modèle raisonnablement simple de l'écoulement de début n'est découvert qui donne de meilleurs résultats globaux (même au bord de la surface projetée de projectile sur la surface d'impact) que le modèle le plus simple, c.-à-d., celui utilisé pour générer les résultats représentés dans les figures de ce chapitre.

A l'utilisation de modèle de chargement pour le cas des impacts normaux, la surface d'impact doit être définie au moins de 1.8 fois le rayon de projectile, ceci afin d'obtenir une distribution de la pression, qui donne une impulsion totale à moins de 90 % de la valeur théorique.

On peut remettre en cause le besoin d'employer le code de modèle de chargement pour des impacts normaux de projectiles cylindriques. Pourquoi ne pas simplement utiliser la distribution de la pression des jets axisymétriques donnés dans la figure (6-67). Pour le cas d'impact normal sur des surfaces planes rigides une équation empirique de la distribution de pression serait certainement une approche beaucoup plus simple. Cependant, pour les impacts normaux sur des surfaces déformables on ne peut pas utiliser une distribution de pression d'une plaque plane rigide pour décrire le chargement.

Dans le cas des impacts obliques, le modèle simple de l'écoulement de débit donne des résultats acceptables pour des angles d'impact inférieur ou égal à 45 degrés. Pour les impacts normaux ou presque normaux (90 et 75 degrés) le modèle amélioré de l'écoulement de débit discuté dans la section précédente s'est avéré donner des résultats acceptables. Ainsi à l'heure actuelle aucun modèle relativement simple de l'écoulement de débit n'est disponible pour des impacts de gamme d'angle d'incidence de 45 à 60 degrés. Ceci n'est pas une limitation sérieuse puisque les angles d'incidence dans les 45 à 75 degrés ne sont pas produits dans les turbo jets à rendements élevés (voir les tableaux 5.1 et 5.2 pour les angles d'incidence d'oiseau-aube du moteur APSI et F-101).

CONCLUSION

La théorie hydrodynamique, originalement développée pour un projectile cylindrique, n'est pas limitée uniquement à cette géométrie. La théorie exige que la cible reste plane, bien que des déflexions limitées de la cible soient autorisées. On ne permet pas de grandes déformations de la surface, telles que "l'empoché" de la plaque, puisque les trajectoires des lignes de courant seront modifiées, influençant de ce fait la pression de l'écoulement.

L'application de cette théorie pour des matériaux non-homogènes peut avoir comme conséquence plusieurs erreurs. Les variations de la densité dans le matériau aura comme conséquence des variations de la pression dans l'écoulement. Deuxièmement, la propagation des ondes dans le matériau sera affectée, et s'accompagnera d'une déviation dans la vitesse de choc et de la pression du choc.

La technique de singularités de surface est utilisée pour calculer les charges exercées sur une surface durant des impacts y compris d'FOD, et pour s'interfacer avec la méthode de l'analyse de la structure d'éléments-finis. Il devrait être mentionner que le modèle de chargement d'impact décrit dans ce travail n'est pas basé sur des solutions mathématiquement exactes d'un problème d'écoulement potentiel bien posé. En raison des limitations de temps machine et de mémoire, seulement une solution approchée est obtenue pour le modèle d'équations. Les équations rapprochent seulement l'événement réel de dynamique de fluide.

Le modèle global, malgré qu'il n'est pas résolu avec une rigueur mathématique exacte, décrit les phénomènes physiques les plus importants associés aux impacts y compris d'FOD.

Ces phénomènes physiques incluent:

1. Un traitement tridimensionnel vrai du processus d'impact.

2. La possibilité de calcul de la forme, la taille (c.-à-d., la géométrie) et la masse de la tranche est considérée.
3. La forme de la surface impactée est arbitraire et la déformation sous la charge est considérée (c.-à-d., l'accouplement entre le procédé de chargement et la réponse de la cible est traité d'une manière physiquement significative).
4. L'initiation, la durée, et l'arrêt du procédé de chargement sont considérés.

Un ensemble détaillé des données de la pression d'impact existe maintenant pour des impacts d'oiseaux (poulets) et d'autres matériaux (caoutchouc RTV, gélatine et l'eau) sur une énorme gamme de paramètres d'impact.

Les paramètres et leurs gammes sont :

- 1) La masse de l'oiseau - 60 g à 3600 g
- 2) La vitesse de l'impact - 50 m/s à 300 m/s
- 3) L'angle de l'impact - 15° à 90°

Les conclusions suivantes peuvent être soulignées:

- 1) Les corps doux se comportent comme un fluide durant l'impact aux vitesses d'impact d'intérêts pour le birdstrike ($> 50 \text{ m/s}$).
- 2) Il y a quatre phases de comportement du fluide durant un impact de corps doux ; la phase de choc initial, l'affaiblissement de la pression de choc, l'écoulement stationnaire, et l'arrêt de l'impact.
- 3) Les pressions de pic du choc sont indépendantes de la masse de l'objet impactant mais dépendantes d'une façon prévisible de la vitesse d'impact, de l'angle d'impact, et des propriétés du matériau de l'objet impactant.
- 4) Les pressions de l'écoulement stationnaire sont indépendantes de la masse de l'objet impactant mais dépendantes d'une manière prévisible de la vitesse d'impact, de l'angle d'impact, et des propriétés du matériau de l'objet impactant.

- 5) La distribution spatiale des pressions de l'impact (oiseau) varie linéairement avec les dimensions de l'objet impactant (oiseau) (l'orientation de l'oiseau fournie à l'impact est fixe). Cette graduation a été testée sur une gamme de masse d'oiseau de 60 g à 3600 g.
- 6) La durée de l'impact est simplement indiquée par la longueur de l'oiseau divisée par la vitesse de l'impact.
- 7) Les oiseaux simulés reproduisent efficacement la distribution de la pression d'oiseaux réels.

En conséquence, on peut maintenant utiliser les résultats des charges exercées suite à l'impact de plusieurs corps étrangers (pour différentes masses, vitesses et angles d'impact) pour la détermination des dommages résultants sur n'importe quelle structure plane ou qui peut être considérée comme plane (pas fortement courbée) et pour n'importe quel matériau de cette structure.

L'évaluation de ces dommages permet de définir les marges de sécurité pour ne pas atteindre le risque. Ces marges de sécurité peuvent être prises pendant la phase de conception ou dans la phase de l'exploitation.

Par exemple dans le cas de l'aéronef:

- Définir des limites de conception standards des structures (résilience), ainsi que les matériaux de conception
- Exiger des vitesses limites dans certaines phases du vol comme le décollage et l'atterrissage.

Malgré que le travail est concentré sur les impacts d'FOD, l'applicabilité de ces résultats est très vaste est n'est pas seulement limitée à ce problème, néanmoins les gains de temps et de coût en évitant le test expérimental sont importants.

APPENDICE A:

LISTE DES SYMBOLES ET DES ABREVIATIONS

P_H	: pression d'Hugoniot
ρ_1	: densité initiale de l'impact
c_0	: vitesse du son dans le matériau
u_0	: vitesse initiale de l'impact
u_s	: vitesse du choc
k	: constante du matériau
u_p	: vitesse de particules
P_r	: pression radiale
P_c	: pression au centre de la zone d'impact
$R(t)$: rayon de contact maximum à l'instant t
r	: distance radiale à partir du centre de la région d'impact
K	: constant le long de la ligne de courant
P	: pression à un point dans le champ de l'écoulement
u	: vitesse à un point dans le champ de l'écoulement
P_0	: pression du champ de l'écoulement uniforme
u_0	: vitesse du champ de l'écoulement uniforme
P_s	: pression de stagnation
F	: force totale exercée sur la cible
ρ	: densité du projectile
A	: la section du projectile
t	: durée de l'impact
L	: longueur du projectile

- ϕ_{cr} : angle critique de lacet
 α : angle d'obliquité de l'impact
 ρ_p : densité du matériau de projectile
 u_{sp} : vitesse du choc dans le matériau de projectile
 ρ_t : densité du matériau de la cible
 u_{st} : vitesse du choc dans le matériau de la cible
 P_{in} : pression à l'interface (projectile- cible)
 S : surface du corps
 Φ : potentiel du jet
 \vec{n} : vecteur normal unitaire sortant
 ϕ_∞ : potentiel de jet uniforme
 V_∞ : vitesse du jet uniforme
 ϕ : potentiel de perturbation dû au corps
 σ : densité de source
 $r(p, q)$: distance du point d'intégration
 q : point d'intégration
 p : point dans le champ
 N : nombre d'éléments formés à partir des points d'entrée
 X_1 : composante X du point mi-nœud numéro 1
 Y_1 : composante Y du point mi-nœud numéro 1
 Z_1 : composante Z du point mi-nœud numéro 1
 X_2 : composante X du point mi-nœud numéro 2
 Y_2 : composante Y du point mi-nœud numéro 2
 Z_2 : composante Z du point mi-nœud numéro 2
 X_3 : composante X du point mi-nœud numéro 3
 Y_3 : composante Y du point mi-nœud numéro 3

- Z_3 : composante Z du point mi-nœud numéro 3
 X_4 : composante X du point mi-nœud numéro 4
 Y_4 : composante Y du point mi-nœud numéro 4
 Z_4 : composante Z du point mi-nœud numéro 4
 \vec{T}_1 : vecteur reliant le point mi-nœud 1 avec 3
 T_{1X} : composante X du vecteur unitaire \vec{T}_1
 T_{1Y} : composante Y du vecteur unitaire \vec{T}_1
 T_{1Z} : composante Z du vecteur unitaire \vec{T}_1
 \vec{T}_2 : vecteur reliant le point mi-nœud 2 avec 4
 T_{2X} : composante X du vecteur unitaire \vec{T}_2
 T_{2Y} : composante Y du vecteur unitaire \vec{T}_2
 T_{2Z} : composante Z du vecteur unitaire \vec{T}_2
 \vec{N} : produit vectoriel de \vec{T}_1 et \vec{T}_2
 d_K : distance de projection
 n_X : composante X du vecteur unitaire \vec{n}
 n_Y : composante Y du vecteur unitaire \vec{n}
 n_Z : composante Z du vecteur unitaire \vec{n}
 \vec{t}_1 : vecteur unitaire
 t_{1X} : composante X du vecteur unitaire \vec{t}_1
 t_{1Y} : composante Y du vecteur unitaire \vec{t}_1
 t_{1Z} : composante Z du vecteur unitaire \vec{t}_1
 \vec{t}_2 : vecteur unitaire
 t_{2X} : composante X du vecteur unitaire \vec{t}_2
 t_{2Y} : composante Y du vecteur unitaire \vec{t}_2
 t_{2Z} : composante Z du vecteur unitaire \vec{t}_2
 \bar{X} : coordonnées X de point moyen

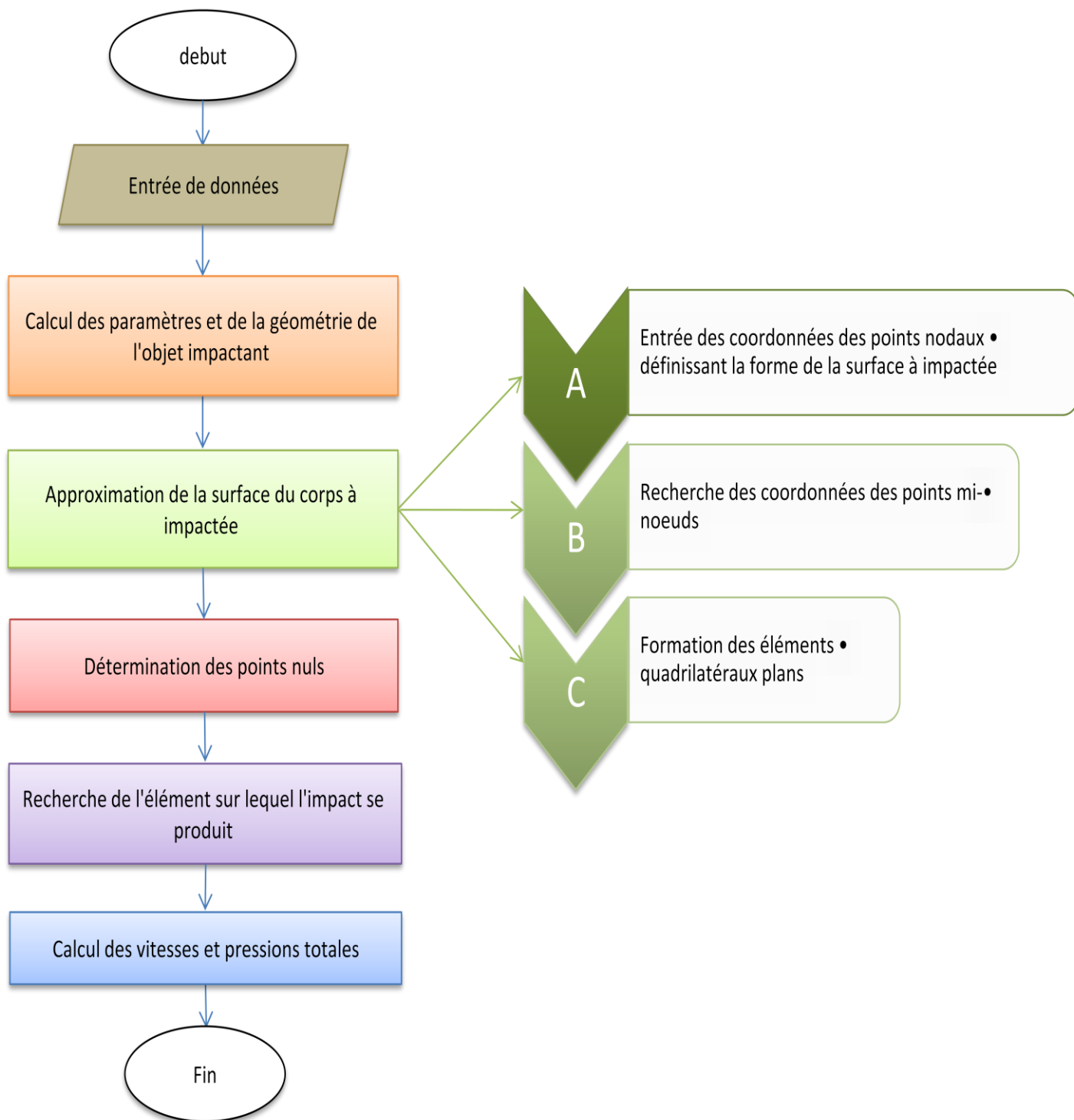
- \bar{Y} : coordonnées Y de point moyen
- \bar{Z} : coordonnées Z de point moyen
- ξ_0 : coordonnée X du centre de la surface dans le système de coordonnées de l'élément avec le point moyen comme origine
- η_0 : coordonnée Y du centre de la surface dans le système de coordonnées de l'élément avec le point moyen comme origine
- η_k^* : coordonnée X de point de coin k dans points de coin dans le système de coordonnées de l'élément basé sur le point moyen comme origine
- ξ_k^* : coordonnée Y de point de coin k dans points de coin dans le système de coordonnées de l'élément basé sur le point moyen comme origine
- ξ_k : coordonnée X de point de coin k dans le système de coordonnées de l'élément basé sur le centre de la surface comme origine
- η_k : coordonnée Y de point de coin k dans le système de coordonnées de l'élément basé sur le centre de la surface comme origine
- X_0 : coordonnée X du centre de la surface dans le système de coordonnées de référence
- Y_0 : coordonnée Y du centre de la surface dans le système de coordonnées de référence
- Z_0 : coordonnée Z du centre de la surface dans le système de coordonnées de référence
- V_X : composante X de la vitesse induite par un élément de source quadrilatéral d'une densité de source de l'unité
- V_Y : composante Y de la vitesse induite par un élément de source quadrilatéral d'une densité de source de l'unité
- V_Z : composante Z de la vitesse induite par un élément de source quadrilatéral d'une densité de source de l'unité
- $(V_X)_X$: dérivée partielle de V_X par rapport à X
- $(V_X)_Y$: dérivée partielle de V_X par rapport à Y
- $(V_Y)_X$: dérivée partielle de V_Y par rapport à X
- $(V_Y)_Y$: dérivée partielle de V_Y par rapport à Y
- $[]^{(p)}$: la $p^{\text{ème}}$ approximation de la valeur entre crochets

- p : l'approximation p de la valeur en question
 $p+1$: l'approximation $p+1$ de la valeur en question
 d_{12} : longueur de côté du quadrilatéral du coin 1 à 2
 d_{23} : longueur de côté du quadrilatéral du coin 2 à 3
 d_{34} : longueur de côté du quadrilatéral du coin 3 à 4
 d_{41} : longueur de côté du quadrilatéral du coin 4 à 1
 X : coordonnée X de point nul
 Y : coordonnée Y de point nul
 Z : coordonnée Z de point nul
 A_{ij} : vitesse normale induite
 U_X : composante X de la vitesse de déplacement de la structure déformante
 U_Y : composante Y de la vitesse de déplacement de la structure déformante
 U_Z : composante Z de la vitesse de déplacement de la structure déformante
 N_i : vitesse totale induite au point nul de l'élément i par tous les éléments quadrilatéraux
 σ_j : densité de source de surface sur l'élément j
 V_R : grandeur de l'écoulement de début évaluée aux coordonnées du centre de l'impact
 $V_{\infty X}$: composante X de la vitesse de l'écoulement de début
 $V_{\infty Y}$: composante Y de la vitesse de l'écoulement de début
 $V_{\infty Z}$: composante Z de la vitesse de l'écoulement de début
 \vec{V}_{ij} : vecteur de la vitesse induite au point nul de l'élément i par une densité de source de l'unité sur l'élément j
 $V_{\infty ni}$: composante normale de l'écoulement de début au point nul i
 n_{iX} : composante X du vecteur normal unitaire de l'élément i
 n_{iY} : composante Y du vecteur normal unitaire de l'élément i
 n_{iZ} : composante Z du vecteur normal unitaire de l'élément i

- V_i : grandeur de la vitesse de l'écoulement au point nul i
- V_{iX} : composante X de la vitesse de l'écoulement au point nul i
- V_{iY} : composante Y de la vitesse de l'écoulement au point nul i
- V_{iZ} : composante Z de la vitesse de l'écoulement au point nul i
- P_i : pression de chargement au point nul i
- ρ_b : densité de l'oiseau
- L : longueur de l'oiseau
- D : diamètre de l'oiseau
- V_b : vitesse axiale de l'oiseau
- W_b : poids de l'oiseau
- α : angle que fait le vecteur de vitesse avec l'axe X
- β : angle que fait le vecteur de vitesse avec l'axe Y
- γ : angle que fait le vecteur de vitesse avec l'axe Z
- XI : coordonnée X du point d'impact
- YI : coordonnée Y du point d'impact
- ZI : coordonnée Z du point d'impact
- d : distance perpendiculaire
- V_t : vitesse tangentielle de l'aube

APPENDICE B:

ORGANIGRAMME DE PROGRAMMATION



REFERENCES

1. Wilbeck, J.S., " Bird Impact Loading," The Shock and Vibration Bulletin, Vol. 48, Part 2, Sep. 1978, pp. 115-122.
2. Baughn, T. N., and Graham, L. W., " Simulation of Birdstrike Impact on Aircraft Canopy Material," Journal of Aircraft, Vol. 25, No. 7, pp 659-664, July 1988.
3. Taylor, G. I., "Formation of Thin Flat Sheets of Water", Proceedings of the Royal Society, Vol. 259-A, pp 1-17, 1960.
4. J. P. Barber, H. R. Taylor, and J. S. Wilbeck, Characterization of Bird Impacts on a Rigid Plate: Part I, Air Force Flight Dynamics Laboratory, Wright-Patterson Air Force Base, Ohio, AFFDL-TR-75-5, Jan. 1975.
5. Bauer, D.P. and J.P. Barber, "Experimental Investigation of Impact Pressures Caused by Gelatin Simulated Birds and Ice, " UDR- TR-78- 114, November 1978.
6. G. I. Taylor, "Oblique Impact of a Jet on a Plane Surface," Philosophical Transactions of the Royal Society of London, A, Vol. 260, July 1966, pp.96-100.
7. L. M. Milne- Thomson, Theoretical Hydrodynamics, Fourth Edition, Chapter 11, pp 283-310, Macmillan 1960.
8. H. Schlichting, K. Gersten, Boundary Layer Theory, Sixth Edition, Chapter 5, pp 76-104, McGraw-Hill 1968.
9. Boehman, L. I., and A. Challita, "A Model for Predicting Bird and Ice Impact Loads on Structures," UDR-TR-79-54. Defense Technical Information Center, 1982.

10. Hess, J.L. and Smith, A.M.O., "Calculation of potential Flow about Arbitrary Bodies," Progress in Aeronautical Sciences, Vol. 8, edited by D. Kuchomann, Pergamon Press, 1967, pp. 1-138.
11. Hess, J.L. and Smith, A.M.O., "Calculation of Non-Lifting Potential Flow About Arbitrary Three-Dimensional Bodies," Douglas Aircraft Company, Report No. E.S. 40622, March 1962. Also published in Journal of Ship Research, 8, No.2, 22, September 1964, pp. 22-44.
12. Allcock, A.W.R. and Collin, D.M., "The Development of a Dummy Bird for Use in Bird Strike Research," National Gas Turbine Establishment, London, England, CP-1071, June 1968.
13. Alexander, A. and Cornell, R.W., "Interactive Multi-Mode Blade Impact Analysis," NASA CR-159462, August 1978.
14. S. S. Cook, "Erosion by Water-Hammer," Proceedings of the Royal Society of London, Series A, Vol. 119, 1928, pp. 481-488.
15. F. J. Heymann, "On the Shock Wave Velocity and Impact Pressure in High-Speed Liquid-Solid Impact," Transactions of the ASME, (Journal of Basic Engineering), Series D, Vol. 90, July 1968, p. 400.
16. Karamcheti, K., "Principles of Ideal-Fluid Aerodynamics", John Wiley & Sons, New York 1966.
17. Hess, J.L., "The Problem of Three-Dimensional Lifting Potential Flow and its Solution by Means of Surface Singularity Distribution," Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 4(1974), pp. 283-319.
18. Ito, M. Y., Carpenter, G.E., and Perry, F.W., "Bird Impact Loading Model for Aircraft Windshield Design", CRT-3090-1, California Research and Technology, Incorporated, December 1976.
19. O. D. Kellogg, "Foundations of Potential Theory", Frederick Ungar Publishing Company, New York, N. Y., 1929; also available through Dover Publications, Inc., chapters VI and XI.

20. Schach, Von W., "Umlenkung eines Kreisformigen Flussigkeits-strahles an einer obener Platte Senkrecht Zur Stromugst-richtung," (Deflection of a Circular liquid Jet on a Plane plate Normal to the Stream.), Ingenieur Archiv, Vol. VI, 1935, pp. 51-59.
21. Michele Guida, " Study, Design and Testing of Structural Configurations for the Bird-Strike Compliance of Aeronautical Components", Doctoral thesis, Department of Aerospace Engineering, University of Naples " Federico II", December 2008.
22. Vinayak Walvekar, " Birdstrike Analysis On Leading Edge of An Aircraft Wing Using A Smooth Particle Hydrodynamics Bird Model", Doctoral thesis, Department of Mechanical Engineering and the faculty of Graduate School of Wichita State University, May 2010.
23. Nathalie Renée Solange Toso, " Contribution to the Modeling ans Simulation of Aircraft Structures Impacting on Water", Institute of Aircraft Design, Universitat Stuttgart, July 2009.
24. "KB Simulation Suite for Shock Hydrodynamics and Detonations", Field Precision LLC, Albuquerque, U.S.A. (Copyright 2010).
25. Lakshmi S. Nizampatnam, " Models and Methods For Bird Strike Load Predictions", doctoral thesis, Department of Aerospace Engineering and the faculty of the Graduate School of Wichita State University, December 2007.
26. M-A Lavoie, A. Gakwaya, M. Nejad Ensan and D. G. Zimcik, Review of existing numerical methods and validation procedure available for bird strike modeling, ICCES, vol. 2, no. 4, pp. 111- 118, 2007.
27. S. J. Hiermaier, " Structures under crash and impact", Springer 2008.
28. " Shock and Impact on Structures", Eds. C. A. Brebbia and V. Sanchez-Galvez, Computational Mechanics Publications 1994.
29. Joseph Katz, Allen Plotkin, " LOW-SPEED AERODYNAMICS From Wing Theory to Panel Methods " , Aerospace Engineering Mechanics, San Diego State University. INTERNATIONAL EDITION 1991

30. P. S. Bulson, Wessex Institute of Technology, UK and Mott MacDonald Group, UK, " STRUCTURES UNDER SHOCK AND IMPACT III", ISBN: 1853122610; 1562521853 (US, Canada, Mexico) June 1994 520pp.
31. P. S. Bulson, Wessex Institute of Technology, UK " STRUCTURES UNDER SHOCK AND IMPACT II", ISBN: 1853121703; 1562520997 (US, Canada, Mexico) June 1992 686pp.
32. S. Hernandez, University of Zaragoza, Spain " ADVANCED TECHNIQUES IN THE OPTIMUM DESIGN OF STRUCTURES", ISBN: 1853122092; 1562521349 (US, Canada, Mexico) February 1993 214pp.
33. Duvall, G. E. "Some Properties And Applications of Shock Waves, in Response of Metals to High Velocity Deformation", (Eds. Shewmon, P. G. and Zackey, V.F.), pp. 165-202, Interscience, New York, 1961.
34. Rice, M. H., McQueen, R.G. and Walsh, J. M. "Compression of Solids by Strong Shock Waves, in Solid State Physics ", Vol. 6, (Eds. Sietz, F. and Turnbull, D), pp. 1-63, Academic Press, New York, 1958.
35. Duvall, G. E. and Fowles, G. R."Shock Waves, in High Pressure Physics and Chemistry", Vol. 2 (Eds. Bradley, R. S), pp. 209-291, Academic Press, New York, 1963.