

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
UNIVERSITÉ DE RELIZANE
Faculté des Sciences et Technologies
Département Sciences de la Matière



THÈSE DE DOCTORAT LMD 3ème CYCLE

Filière :Physique

Spécialité :Physique des matériaux

Par

SELMOUNE Belkacem

Titre de Thèse

**Comportement physique des matériaux nanostructures intégrés via les
méthodes non-locales**

Devant le jury composé de:

MESBAH Smail
SEMMAH Abdelwahed
ZIDOUR Mohamed
Mir Ali
LAKHDAR Boumia

Président
Directeur de thèse
Examineur
Examineur
Examineur

MCA Univ. de Relizane
MCA Univ. de Relizane
Professeur Univ. de Tiaret
Professeur Univ. de Relizane
MCA Univ. de Tissemsilt

Année Universitaire :2024/2025

Remerciements

Cette étape représente pour moi un moment décisif, marquant le début d'un parcours de recherche qui, je l'espère, ne connaîtra pas de fin. Je rends grâce à Dieu pour sa protection et son assistance, et je le prie de m'accorder encore plus de savoir et de persévérance.

J'exprime toute ma gratitude à ma mère pour son amour et ses sacrifices, ainsi qu'à mon père, qui nous a toujours protégés. Merci à mes frères et sœurs pour leur soutien indéfectible.

Je tiens à remercier mon directeur de thèse, **Monsieur SEMMAH Abdelwahed**, maître de conférences à l'Université de Relizane, pour m'avoir proposé ce sujet de recherche, pour la confiance qu'il m'a témoignée tout au long de ce travail, ainsi que pour sa grande disponibilité et la richesse de son encadrement scientifique.

Je remercie **le Professeur MESBAH Smail** de l'Université de Relizane pour l'honneur qu'il me fait en présidant mon jury de thèse.

Mes sincères remerciements vont également à **Monsieur le Professeur ZIDOUR Mohamed** de l'Université de Tiaret, qui m'a fait l'honneur d'examiner cette thèse et de faire partie du jury.

J'exprime ma profonde reconnaissance à **Monsieur le Professeur LAKHDAR BOUMIA** de l'Université de Tissemsilt pour avoir accepté de siéger au sein du jury, ainsi qu'à **Monsieur le Professeur MIR ALI** de l'Université de Relizane pour sa participation précieuse.

Enfin, je tiens à remercier chaleureusement l'ensemble des enseignants du département de physique de l'Université de Relizane pour leur accompagnement et leur engagement dans la formation et la transmission du savoir.

DEDICACES

*À ma mère très chère qui a beaucoup donné pour les besoins de notre formation,
À mon très cher père pour tous les efforts qu'il a faits pour nous armer de connaissances,
À mes très chers parents pour leur appui et leurs conseils tout au long de ma vie,
À mes frères et sœurs pour le support moral et aimant qu'ils m'ont apporté,
A toute ma famille,
A tous mes amis,
A tous ceux qui veulent m'aimer.*

SELMOUNE BELKACEM

RÉSUMÉ

Cette étude vise à analyser l'effet d'un champ magnétique longitudinal sur le comportement mécanique de flambement d'un nanotube de carbone mono-paroi (SWCNT) intégré dans un milieu élastique à trois paramètres modélisés par une fondation de type Kerr. La structure est considérée comme homogène et donc modélisée à l'aide de la théorie de déformation de premier ordre non local (NL-FSDT).

Ce modèle cible les structures minces et épaisses et prend en compte l'effet de la déformation transversale par cisaillement et l'effet à petite échelle. Le modèle de Kerr décrit la matrice élastique, qui prend en compte la déformation de cisaillement transversal. En utilisant la théorie élastique non locale et en tenant compte de la force magnétique de Lorentz obtenue à partir des relations de Maxwell, on obtient l'équation d'équilibre pour l'analyse du flambement d'un SWCNT simplement supporté. En outre, la charge critique de flambement en fonction des impacts du champ magnétique et des paramètres du milieu élastique, prendre en compte du paramètre non local, de l'inertie et de la déformation de cisaillement transversale, a été examiné et discuté

Cette étude a montré des résultats utiles qui peuvent être utilisés pour la conception de nano-transistors qui utilisent les propriétés de flambement des nanotubes de carbone à paroi simple (NTC) en raison de la création de l'effet de champ magnétique.

Mots clés: nanotube de carbone; milieu de Kerr; champ magnétique; flambement mécanique; théorie non locale; théorie de la déformation par cisaillement

ABSTRACT

This study aims to analyze the effect of a longitudinal magnetic field on the mechanical buckling behavior of a single-walled carbon nanotube (SWCNT) embedded in a three-parameter elastic medium modeled by a Kerr-type foundation. The structure is considered homogeneous and is thus modeled using the nonlocal first-order shear deformation theory (NL-FSDT).

This model targets both thin and thick structures and takes into account the effect of transverse shear deformation and small-scale effects. The Kerr model describes the elastic matrix, incorporating transverse shear deformation. By using nonlocal elasticity theory and considering the Lorentz magnetic force derived from Maxwell's equations, the equilibrium equation for the buckling analysis of a simply supported SWCNT is obtained. Furthermore, the critical buckling load, as a function of the magnetic field effects and the elastic medium parameters, considering the nonlocal parameter, inertia, and transverse shear deformation, has been examined and discussed.

This study has shown useful results that can be applied in the design of nano-transistors utilizing the buckling properties of single-walled carbon nanotubes (SWCNTs) due to the creation of the magnetic field effect.

Keywords: carbon nanotube, Kerr's medium, magnetic field, mechanical buckling, nonlocal theory, shear deformation theory.

المخلص

تهدف هذه الدراسة إلى تحليل تأثير المجال المغناطيسي الطولي على السلوك الميكانيكي لانبعاث في أنبوب نانوي كربوني أحادي الجدار (SWCNT) مدمج في وسط مرن ثلاثي المعلمات، يتم نمذجته بواسطة أساس من نوع "كير". يتم اعتبار البنية متجانسة، وبالتالي يتم نمذجتها باستخدام نظرية التشوه غير المحلية من الدرجة الأولى (NL-FSDT).

يستهدف هذا النموذج كل من الهياكل الرقيقة و السميكة، ويأخذ في الاعتبار تأثير التشوه العرضي الناتج عن القص، بالإضافة إلى تأثيرات النطاق الصغير. يصف نموذج "كير" المصفوفة المرنة، التي تشمل تشوه القص العرضي من خلال استخدام نظرية المرونة غير المحلية و أخذ قوة لورنتز المغناطيسية المشتقة من معادلات ماكسويل في الاعتبار، ثم الحصول على معادلة التوازن لتحليل الانبعاث لأنبوب نانوي كربوني أحادي الجدار مثبت ببساطة بالإضافة إلى ذلك، تم فحص ومناقشة الحمولة الحرجة للانبعاث بناء على تأثيرات المجال المغناطيسي ومعلمات الوسط المرن، مع الأخذ في الاعتبار المعامل غير المحلي، وعزم القصور الذاتي، وتشوه القص العرضي.

أظهرت هذه الدراسة نتائج مفيدة يمكن استخدامها في تصميم الترانزستورات النانوية التي تستفيد من خصائص الانبعاث للأنايبب النانوية الكربونية أحادية الجدار (SWCNT) نتيجة لتأثير المجال المغناطيسي.

الكلمات المفتاحية: أنبوب نانوي كربوني، وسط كير، مجال مغناطيسي، انبعاث ميكانيكي، نظرية غير محلية، نظرية التشوه الناتج عن القص.

Sommaire

Remerciements	
Dédicace	
Résumé	i
Abstract	ii
الملخص	iii
Sommaire	iv
Liste des figures	vi
Liste des tableaux	viii
Liste des notations	ix
Liste des abréviations	xi
Introduction Générale	01
Chapitre I : Aperçu sur les nanotubes de carbone	
I.1 Introduction	05
I.2 Historique des Nanotubes de Carbone	05
I.3 Formes traditionnelles du carbone	07
I.3.1 Le Diamant	07
I.3.2 Le graphite	08
I.3.3 Les autres types de carbone dans la nature	09
I.4 Les nouvelles formes de carbone	09
I.4.1 Les fullerènes et dérivés	09
I.4.2 Nanotubes multi-parois (MWNT)	11
I.4.3 Nanotubes à paroi unique	13
I.5 Méthodes de synthèse	15
I.5.1 Méthode par arc électrique	15
I.5.2 Ablation laser	16
I.5.3 Décomposition catalytique (HiPCO)	19
I.5.4 Méthode de dépôt chimique en phase vapeur	20
I.6. Purification des nanotubes de carbone	20
I.7 Propriétés des nanotubes de carbone.	21
I.7.1 Propriétés physique et chimique	21
I.7.2 Propriétés mécaniques	22
I.7.3 Propriété électronique	23
I.7.4 Propriétés thermiques	24
I.7.5 Propriété optique	25
I.8. Défauts dans les nanotubes de carbone	26
I.9. Applications des nanotubes de carbone	29
I.9.1. Pointes AFM	30
I.9.2 Fibres à base de nanotubes	31
I.10. Conclusion	33
Références	34

Chapitre II : Les théories des poutres en milieu élastique	
II.1 Théories des poutres	39
II.1.1 Théorie classique des poutres (Euler-Bernoulli)	40
II.1.2 Théorie de déformation en cisaillement de premier ordre (Timoshenko)	41
II.1.3 Théorie de déformation en cisaillement d'ordre élevé (HSDT)	44
II.2 La modélisation d'un corps massif en appui sur un milieu élastique	49
II.2.1 Modèle élastique à un seul paramètre (Winkler)	50
II.2.2 Modèle élastique à deux et plusieurs paramètres	52
II.2.2.1 Modèle FilanenkoBorodich (1940)	53
II.2.2.2 Le modèle d'Hetenyi (1950)	54
II.2.2.3 Modèle de Pasternak (1954)	55
II.2.2.4 Modèle Reissner (1958)	56
II.2.2.5 Modèle de Vlasov (1960)	57
II.2.2.6 Modèle de Kerr (1964), modèle à trois paramètres	59
II.3 Conclusion	60
Références	62
Chapitre III : Simulation analytique du flambement des nanotubes de carbones monoparois incorporées dans un milieu élastique	
III.1 Introduction	66
III.2 Hypothèses de base de la théorie de la déformation par cisaillement (non-locale) du premier ordre (NL-FSDT)	68
III.3 Modélisation analytique de la structure	69
III.3.1 Équations cinématique	70
III.3.2 Relations constitutives	70
III.3.3 Équation de stabilité	71
III.4 Influence du champ magnétique sur le comportement des nanostructures	74
III.5 Solution analytique de Navier	75
III.6 Conclusion	77
Références	78
Chapitre IV : Résultats et analyse	
IV.1 Introduction	81
IV.2 Validation du modèle analytique	81
IV.3 Analyse de la charge critique de flambement des nanotubes de carbone	84
IV.3.1 L'effet de la fondation élastique de Winkler-Pasternak-Kerr	84
IV.3.2 L'effet de l'intensité du champ magnétique appliqué	88
IV.3.3 Les modes de flambement des nanotubes de carbone sous un champ magnétique	90
IV.4 Conclusion	93
Conclusion générale	95
Références	97

Liste des Figures

Figure. I.1 : Images MET de nanotubes de carbone, publiées en 1952	06
Figure. I.2 Structure du diamant.	08
Figure. I.3 Structure du graphite hexagonal.	08
Figure. I.4. Structure du C60. Les liaisons C-C communes à un hexagone et un pentagone sont représentées en rouge, les liaisons communes à deux hexagones sont représentées en jaune.	10
Figure. I.5 Du C60 au C80: les atomes ajoutés au C60 pour obtenir le C70 et le C80 sont représentés en rouge	11
Figure I.6 Nanotube de carbone monocouche.	11
Figure. I.7 Nanotubes de carbone multi-feuillets observés en microscopie électronique en transmission	12
Figure. I.8. à gauche: Représentation graphique d'un MWNT et à droite: image de microscope électronique à transmission de plusieurs MWNT	12
Figure. I.9 : Structures possibles des MWNT. Gauche : type poupée russe. Droite : type rouleau de Parchemin	13
Figure. I.10 Un nanotube monocouche fermé par deux demi fullerènes.	13
Figure I.11 : à gauche: Représentation graphique d'un SWNT et à droite: image de microscope électronique à transmission de plusieurs SWNT	14
Figure I.12 : à gauche: Schéma d'un cristal de 7 nanotubes. à droite: Image MET de faisceaux de nanotubes monocouches (collerette brute produite par arc électrique).	14
Figure I.13 : Schéma d'un réacteur de synthèse de nanotubes monocouches par arc électrique	16
Figure I.14: Schéma de l'appareillage d'ablation laser.	18
Figure I.15: Schéma de la production de nanotubes à l'aide des méthodes HiPCO. à droite : Image TEM d'un nanotube (HiPCO)	19
Figure. I.16 : Propriétés électroniques des nanotubes de carbone monocouches en fonction de leurs indices de chiralité (n, m).	24
Figure I.17 : Influence du type de cycle sur la courbure de la surface.	26
Figure I.18 : Image MET des extrémités de deux nanotubes multicouches	26
Figure I.19 : Introduction d'une paire pentagone provoquant une variation de diamètre de chiralité : a- de (11,0) à (12,0) ; b- de (9,0) à (12,0).	27
Figure I.20 : Défauts pentagonaux et heptagonaux se traduisant par des jonctions.	27
Figure I.21 : Image TEM d'un échantillon brut de nanotubes (collier produit par arc électrique). En plus des SWNT, l'image montre des particules de catalyseur et deux formes de carbone amorphe.	28
Figure. I.22 NTC à l'extrémité d'une pointe	30
Figure. I.23 Fibres composites à base de (SWNT) b. (A-C) Fibres et tresses à partir de (MWNT)	32
Figure II.1: Poutre droite rectangulaire en 3 D avec le repère (x,y,z)	39

Figure II.2: Cinématique de la théorie classique des poutres.	40
Figure II.3: Schéma de principe de la théorie des poutres de Timoshenko (FSDT)	42
Figure II.4: La distribution (constante) des contraintes de cisaillement à travers l'épaisseur dans la théorie de Timoshenko.	43
Figure II.5: Schématisation des déformations des poutres selon la théorie «HSDT»	45
Figure II.6: Variation de $f(z)$ en fonction de l'épaisseur basée sur la littérature.	48
Figure II.7: Variation de $g(z)$ en fonction de l'épaisseur basée sur la littérature.	48
Figure II.8: Les déformations dans les structures élastiques sous pression homogène a - Fondation Winkler; b - fondations pratiques (réel) du sol	50
Figure II.9: Modèle de Winkler	51
Figure II.10: Modèle de Winkler (déplacement sous chargement réparti)	52
Figure II.11: Modèle Filanenko Borodich	54
Figure II.12: Modèle de fondation d'Hetenyi	54
Figure II.13: Schéma du modèle de Pasternak.	56
Figure II.14: Poutre reposant sur une fondation de Vlasov	57
Figure II.15: modèle de Kerr (1964)	59
Figure III.1. Géométrie et position de référence d'un nanotube de carbone mono-paroi.	66
Figure III.2. Nanotube de carbone mono parois (NTCMP) dans un champ magnétique longitudinal (H_x), noyé dans une fondation élastique de Kerr	67
Figure IV.1. Rapport de la charge critique de flambement des NTC mono-paroi par NL-FSDT à l'EBT non local (Bensattalah et al. 2018) et le rapport longueur/diamètre (L/d) pour différentes valeurs de paramètres non locaux (e_0a)	88
Figure IV.2. Effet du champ magnétique (H_x) sur les charges critiques de flambement avec différentes valeurs du module de Kerr (k_c)	89
Figure IV.3. Variation de la charge critique de flambement des NTCMP en fonction du module de Kerr (k_c) pour différentes valeurs des paramètres non locaux (e_0a)	90
Figure IV.4. Variation de la charge critique de flambement des NTCMP en fonction de la longueur du nanotube (L) pour différentes valeurs de champ magnétique (H_x)	91
Figure IV.5. Relation entre les charges critiques de flambement et la longueur (L) pour différentes valeurs du numéro de mode (m)	92

Liste des Tableaux

Tableau I.1 Propriétés physique et chimique des NTCs.	22
Tableau II.1 Différentes type de fonction $f(z)$ selon les théories HSDT.	47
Tableau IV.1. Validation des résultats de la charge critique de flambement.	82
Table IV.2. Validation du résultats de la charge critique de flambement .	83
Table IV.3. Effet des modules de Winkler, Pasternak et Kerr sur la charge critique de flambement.	85

ϕ_{xz}	Rotation due au cisaillement (distorsion) ;
γ_{xz}	déformation angulaire;
$\tau_{x,z}$	contrainte tangentielle ;
c - c	La liaison carbone-carbone
d	Diamètre du nanotube ;
L	Longueur du nanotube de carbone ;
e_0	Constante appropriée à chaque matériel ; paramètre d'ajustement ;
L/d	Rapport géométrique ;
$e_0 a$	Paramètre de petite échelle ;
m	Nombre de mode de flambement ;
(n, m)	Couple de nombres entiers, définit la structure du nanotube ;
$\vec{c}_h$	Vecteur chirale ;
$u(x,z)$	Déplacement horizontal (axe x) ;
$w(x, z)$	Déplacement verticale (axe z) ;
$u_0(x, z)$	Déplacement axial de la fibre moyenne (axe x) ;
$w_0(x, z)$	Déplacement verticale de la fibre moyenne (axe z) ;
$P(z)$	Position du point dans la ligne moyenne ;
$P(x,y)$	Position dans la section ;
E	Module de Young;
G	Module de cisaillement ;
I	Moment d'inertie ;
ν	Coefficient de poisson ;
θ	Angle chirale ;
∂	Dérivée partielle

w	<i>Le déplacement transversal</i>
x	<i>Coordonnée axiale</i>
z	Coordonnée transversale
K_s	Le coefficient de correction de cisaillement
f_z	Fonction de gauchissement
u	Le déplacement axial
$\int$	Intégrale indéterminée
g_x	Fonction de cisaillement
q	Charge transversale
P_0	Charge de compression axiale

Liste des abréviations

AFM	Microscopie à force atomique.
C60	Fullerène C60.
C70	Fullerène C70.
C80	Fullerène C80.
C-C	Liaison carbone-carbone.
CVD	Dépôt Chimique en phase vapeur (Chemical Vapeur Deposition).
DWCNT	Double Wall Carbone NanoTube.
EBT	La théorie d'Euler Bernoulli.
FSDT	La théorie de déformation de cisaillement de 1er ordre.
HSDT	La théorie de déformation en cisaillement d'ordre élevé.
HiPCo	High Pressure dismutation of CO.
HRTEM	High-resolution transmission electron microscopy.
MET	Microscope électronique à transmission et microscopie à effet tunnel.
MWCNT	Multi Walled Carbone NanoTube.
MWNT	Nanotube de carbone multi paroi (Multi Wall carbone nano tubes).
NTC&NTCs	Carbone(s) NanoTube (s).
STM	Microscopie à effet tunnel.
SWCNT	Single Wall Carbone NanoTube.
TEM	Microscopie électronique de transmission.
TP	Thermoplastique.

Introduction Générale

Les nanotechnologies sont définies comme la création et l'utilisation de matériaux, d'instruments et de systèmes dont les dimensions sont de l'ordre de 1 à 100 nanomètres.[1]

Supposons qu'un nouveau terme, les nanotechnologies, ait été défini pour désigner de petits objets. Dans ce cas, ce n'est pas seulement parce qu'ils représentent le stade ultime de la miniaturisation, mais aussi parce qu'à l'échelle nanométrique, le comportement de la matière donne lieu à de nouvelles propriétés physiques, chimiques, et même biologiques. Les nanosciences s'intéressent à de nouveaux phénomènes au niveau des nano-objets et des interactions entre objets nanométriques.

Les nanotubes de carbone (NTC) ont été découverts par sumio lijima 1991 [2]. Ils sont formés par l'enroulement d'une ou plusieurs feuilles de graphène. Ils sont considérés comme des nano-objets contenant une dimension macroscopique dans un sens et nanométrique dans les deux autres. Les caractéristiques suprêmes et exceptionnelles de ces nano-objets ont attiré de nombreux physiciens, chimistes et biologistes de tous les pays. C'est pourquoi de nombreuses applications des nanotechnologies ont déjà été identifiées dans divers domaines : l'électronique [3], l'optique [4] et d'autres domaines de la science des matériaux [5] , [6]. Des études expérimentales ont montré que les propriétés physiques des NTC sont affectées par l'existence d'un flambement. Par conséquent, la transformation modifiable entre l'état normal et l'état déformé des NTC peut déboucher sur des applications possibles telles que les composants de nano-fluides « nano-vanne » [7] et les dispositifs nano-électroniques « nano-transistors » [8], ainsi que les éléments modifiables dans les systèmes nano-électromécaniques.

Les poutres en milieu élastique jouent un rôle fondamental dans l'étude des structures mécaniques et des systèmes d'ingénierie [9]. Ces poutres,

soumises à des charges variées, interagissent avec leur environnement élastique, ce qui influence leur comportement statique et dynamique. Les théories des poutres, notamment celle d'Euler-Bernoulli, ainsi que les théories de déformation en cisaillement de premier et d'ordre élevé, permettent de décrire ces interactions avec précision [10]. Ces modèles trouvent des applications dans de nombreux domaines, comme l'analyse des fondations élastiques, les structures de génie civil et les systèmes mécaniques complexes. Les modèles de milieux élastiques, tels que ceux de Winkler et Pasternak, offrent une compréhension approfondie des interactions entre les structures solides et leurs supports [11]. Ces travaux constituent une base essentielle pour des avancées technologiques dans les matériaux et les systèmes mécaniques modernes.

Le but principal de cette thèse est d'effectuer une étude du flambement mécanique d'un nanotube de carbones monoparois (SWCNT) intégré dans un milieu élastique de type Kerr, sous l'influence d'un champ magnétique longitudinal, basée sur la théorie non locale NL-FSDT. Une comparaison avec des résultats publiés par d'autres chercheurs a été présentée, montrant un excellent accord. Les effets des paramètres non locaux, du rapport de taille du CNT, ainsi que des paramètres de la fondation sur le flambement du CNT intégré dans un milieu élastique sous l'influence d'un champ magnétique sont étudiés.

Pour atteindre cet objectif, ce manuscrit de thèse s'organise en quatre chapitres :

En cas générale sur le thème, on a parlé sur les généralités des nanotechnologies.

Le premier chapitre décrit les nanotubes de carbone, structures ainsi que procédures de fabrication, les différentes propriétés des NTCs à savoir : les propriétés mécaniques, électroniques, optiques et thermiques, ainsi que leurs applications.

Le deuxième chapitre est consacré à l'étude bibliographique des différents modèles analytiques des poutres existantes, tels que la théorie d'Euler-Bernoulli (EBT), la théorie de déformation en cisaillement du premier ordre (FSDT), la théorie de déformation en cisaillement d'ordre élevé (HSDT), ainsi que les fondations élastiques, à savoir la fondation de Winkler, la fondation de Pasternak et la fondation de Kerr.

Dans le troisième chapitre, l'étude est consacrée à une présentation détaillée des développements mathématiques permettant de démontrer les équations du mouvement utilisées pour l'analyse du comportement mécanique des nanotubes de carbone.

Ce dernier chapitre présentera les résultats numériques obtenus que nous comparerons aux résultats publiés par d'autres chercheurs. Cette comparaison renforcera nos résultats.

Chapitre I : Aperçu sur les nanotubes de carbone

I.1 Introduction

Les nanotubes de carbone constituent une frontière majeure dans l'évolution des nanotechnologies, en raison des recherches approfondies qui ont émergé dans ce domaine scientifique nouveau et révolutionnaire au cours des vingt années précédentes. Un nanotube est essentiellement une feuille de graphite, composée d'atomes de carbone disposés selon un réseau hexagonal, semblable à une structure en nid d'abeille, et enroulée sur elle-même. Son diamètre est à l'échelle nanométrique (un milliard de fois plus petit que l'unité standard, le mètre), tandis que sa longueur peut atteindre plusieurs micromètres. Un nanotube de carbone est cent mille fois plus fin qu'un cheveu humain, mais 100 fois plus solide et 6 fois plus léger par rapport à l'acier. En outre, ce matériau révolutionnaire de la science moderne offre d'autres avantages significatifs, tels que la flexibilité, la conductivité et des propriétés mécaniques, électroniques et thermiques exceptionnelles. À leur origine se situe une demi-molécule de fullerène, composée de soixante atomes de carbone. Cette structure a un diamètre d'environ un nanomètre et est formée d'hexagones et de pentagones qui lui donnent une forme presque sphérique.

I.2 Historique des Nanotubes de Carbone

Les nanotubes de carbone représentent l'un des quatre états allotropiques du carbone. Ce sont des structures tubulaires extrêmement longues par rapport à leur diamètre, pouvant atteindre jusqu'à mille fois leur largeur, avec un diamètre de l'ordre du nanomètre. Leur longueur varie de quelques microns à plusieurs dizaines de microns. En tant que premiers produits industriels issus de la nanotechnologie, les nanotubes de carbone sont souvent qualifiés de matériaux révolutionnaires du XXI^e siècle. En 2004, plus de deux mille articles scientifiques avaient été publiés sur ce sujet [12], et encore aujourd'hui, les revues scientifiques les plus prestigieuses continuent d'ajouter régulièrement de nouvelles contributions à ce domaine en pleine expansion.

Depuis 1985, les formes cristallines du carbone sont connues le graphite et le diamant. Cette année-là, R.E. Smalley et ses collègues [13] ont découvert une nouvelle forme de carbone : la molécule de fullerène C_{60} . Cette molécule est composée de 60 atomes de carbone disposés sur les sommets d'un polyèdre régulier, constitué de facettes hexagonales et pentagonales. Cette découverte leur a valu le prix Nobel de chimie en 1996. La véritable percée dans l'histoire des nanotubes de carbone est survenue avec la découverte du fullerène C_{60} .

En 1991, [2] a mis en évidence un nouvel état solide du carbone en observant, au microscope électronique, des structures tubulaires dans des fibres de carbone, qu'il a appelé nanotubes de carbone. Ces structures sont des dérivés de ces fullerènes formés par arc électrique. Iijima est le premier à avoir identifié les nanotubes de carbone en tant que forme allotropique du carbone. Deux années plus loin, les chercheurs d'Iijima [14] et de Béthune [15] ont successivement découvert les nanotubes de carbone monoparois (SWCNTs). Depuis cette découverte, une intense recherche a été entreprise pour approfondir notre compréhension des nanotubes de carbone. Il est à noter que des structures ressemblant à des nanotubes avaient été publiées auparavant, sans pour autant être correctement définies. En 1952, Radushkevich et Lukyanovich avaient déjà publié des images de nanotubes de carbone d'environ 50 nanomètres de diamètre [16].

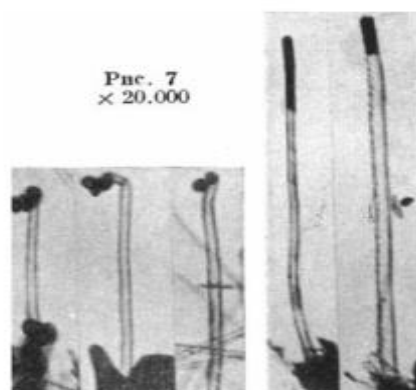


Figure I.1 : Images MET de nanotubes de carbone, publiées en 1952.

Plus tard, en 1958, Hillert et Lange ont observé la formation de filaments graphitiques avec une texture concentrique, déterminée par diffraction d'électrons [17]. En 1976, d'Oberlin et Endo ont révélé la présence de fibres de carbone creuses de taille nanométrique obtenues par dépôt chimique en phase vapeur (CVD) [18]. Ils ont également montré, par microscopie électronique en transmission (MET), l'existence d'un nanotube constitué d'un seul feuillet de graphène (voir Figure I-1).

John Abrahams a décrit en 1979 les nanotubes de carbone sous la forme de fibres de carbone produites sur une anode de carbone après la formation d'un arc électrique [19]. En 1982, un certain nombre de scientifiques soviétiques [20] a présenté des données sur la qualification chimique et structurale de nanoparticules de carbone produites par dismutation thermo catalytique à partir de monoxyde de carbone. À partir de clichés de microscopie électronique à transmission (MET) et d'analyses aux rayons X, les auteurs ont proposé que les cristaux de carbone multicouches et tubulaires soient issus de l'enroulement de couches de graphène en cylindres [21].

I.3 Formes traditionnelles du carbone

I.3.1 Le diamant

Le diamant est une forme allotropique tridimensionnelle du carbone. Dans ce matériau, les atomes de carbone sont dans un état d'hybridation sp^3 , ce qui les rend tétravalents. Il existe plusieurs structures cristallines du diamant [22].

telles que le diamant hexagonal, mais la structure de loin la plus courante est le diamant cubique à faces centrées, avec un paramètre de réseau de 0,356 nm et une distance interatomique de 0,154 nm (voir figure I.2).

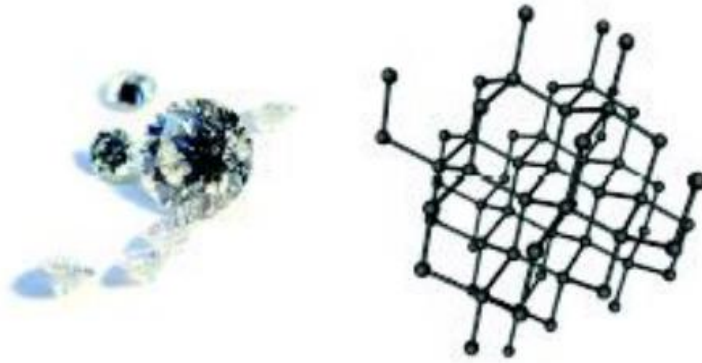


Figure. I.2 Structure du diamant.

I.3.2 Graphite

Le graphite a une structure en couches composée de feuilles empilées. Chaque feuille est constituée d'atomes de carbone dans un état d'hybridation sp^2 , formant un réseau hexagonal avec des paramètres de réseau de 0,243 nm et une longueur de liaison C-C de 0,142 nm. Il existe deux façons possibles d'empiler les feuilles ou les plans de graphène, ce qui donne deux formes cristallines différentes de graphite.

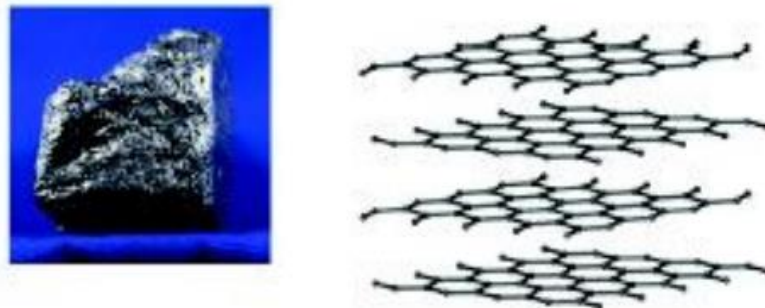


Figure. I.3 Structure du graphite hexagonal.

La forme cristalline stable du graphite est le graphite hexagonal [23]. Dans cette structure, les couches de graphène sont empilées comme le montre la figure I.3, avec une distance inter-couches de 0,335 nm. L'autre forme cristalline possible est le graphite rhomboédrique, une phase métastable du graphite hexagonal. Dans cette forme, les couches de graphène sont également empilées, mais chaque couche est décalée d'une longueur de liaison par rapport à la couche précédente.

Le graphite apparaît généralement sous la forme d'un cristal unique, même si la croissance de cristaux uniques est possible.

I.3.3 Autres types de carbone dans la nature

Il existe également d'autres formes de carbone moins structurées, comme le carbone amorphe. Cette forme consiste en un réseau désordonné d'atomes de carbone avec des états d'hybridation sp^2 et sp^3 . À l'état naturel, le carbone amorphe est rare et se trouve généralement dans les couches extérieures de l'atmosphère des étoiles froides, connues sous le nom de poussières d'étoiles. Le carbone amorphe peut aussi être produit par dépôt de plasma sous forme de couches minces. Il est fréquemment employé en tant que revêtement, apportant une durabilité mécanique supplémentaire aux composants industriels. En outre, sa nature hydrophobe le rend utile comme couche protectrice. Le carbone peut également exister sous une forme partiellement organisée. Le désordre structurel est causé par des défauts d'empilement dans les couches de graphène, ce qui rend cette forme de graphite différente des formes ordonnées discutées précédemment, en perdant l'ordre d'orientation et en augmentant la distance entre les couches. Pour la distinguer du graphite hexagonal et rhomboédrique, cette forme est appelée graphite turbostratique.

I.4 Nouvelles formes de carbone

I.4.1 Fullerènes et dérivés

Le graphite, phase thermodynamiquement stable du carbone, est formé de plans graphéniques comprenant un nombre très élevé, voire infini, d'atomes de carbone. Lorsque ce nombre diminue drastiquement, les liaisons non saturées en bordure des plans graphéniques augmentent, induisant une fermeture de la structure sur elle-même. Pour des agrégats de moins de quelques centaines d'atomes, les structures stables adoptent une forme close : les fullerènes, de formule générale C_{2n} . Conformément au théorème d'Euler, douze pentagones sont nécessaires pour courber et refermer la structure [24].

L'assemblage de douze pentagones et vingt hexagones produit le C_{60} , ou buckminster fullerène, nommé en hommage à Buckminster Fuller (architecte des dômes géodésiques, structures optimisant volume, résistance et légèreté). Ce fullerène (Figure I.4) présente deux types de liaisons C–C : les liaisons 6–6 (entre hexagones) et 5–6 (entre un pentagone et un hexagone). La délocalisation π rend tous les atomes de carbone équivalents, ce qui explique le pic unique observé en RMN ^{13}C du C_{60} en solution. [25].

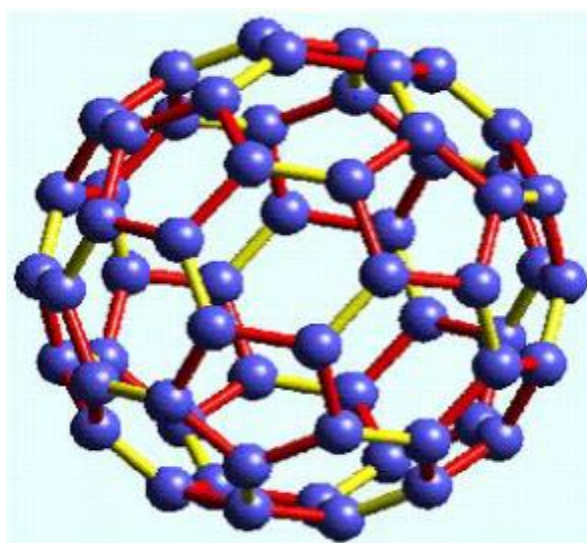


Figure. I.4 Structure du C_{60} . Les liaisons C–C communes à un hexagone et un pentagone sont représentées en rouge, les liaisons communes à deux hexagones sont représentées en jaune. [26]

En coupant en deux parties égales le C_{60} et en ajoutant des atomes de carbone avant de refermer la structure (Figure. I.5), on peut construire le C_{70} (25 hexagones, 12 pentagones) et le C_{80} (30 hexagones, 12 pentagones).

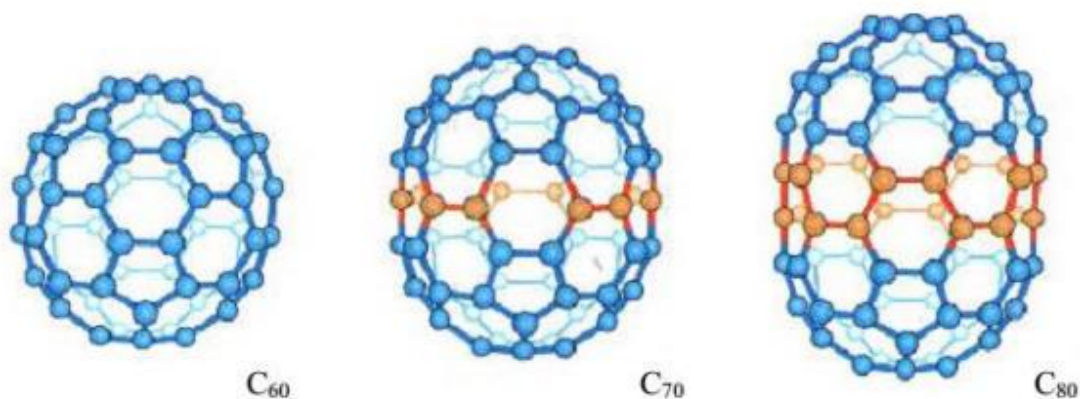


Figure. I.5 Du C_{60} au C_{80} : les atomes ajoutés au C_{60} pour obtenir le C_{70} et le C_{80} sont représentés en rouge [27]

En augmentant le nombre d'atomes de carbone, on forme un fullerène allongé comportant plusieurs centaines à plusieurs millions d'hexagones et 12 pentagones, conduisant à un nanotube de carbone monocouche (Figure I.6).

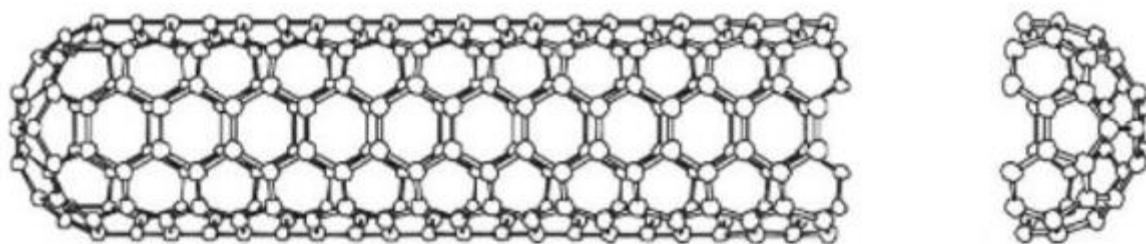


Figure. I.6 Nanotube de carbone monocouche.

I.4.2 Nanotubes multi-parois (MWNT)

La découverte des fullerènes en 1985 a suscité un véritable engouement pour la recherche et la caractérisation de nouvelles nanostructures carbonées. C'est ainsi que l'attention du monde scientifique s'est (re)tournée vers les fibres graphitiques, synthétisées depuis plusieurs décennies [28]. Entre-temps, les méthodes de caractérisation, en particulier la microscopie électronique, avaient considérablement évolué. Ces avancées techniques ont permis à Sumio Iijima de révéler, en 1991 [2], dans les résidus d'évaporation du graphite par arc électrique, des nanostructures graphitiques

unidimensionnelles, appelées nanotubes multicouches (*Multi-Wall Nano Tubes*, MWNT).

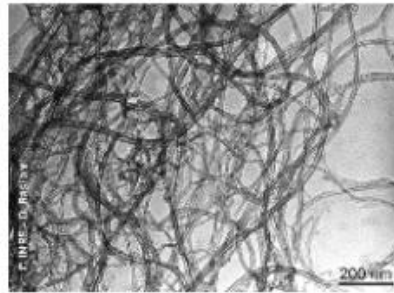


Figure. I.7 Nanotubes de carbone multi-feuillets observés en microscopie électronique en transmission

Ces nanotubes multi-feuillets sont constitués d'un arrangement concentrique de feuilles de graphène, repliées sur elles-mêmes de manière à former des cylindres (Figure I.8). Cette structure est appelée communément poupée russe, par analogie avec le jeu de poupées qui s'emboîtent les unes dans les autres. Le diamètre interne d'un nanotube multifeuillet est de l'ordre de deux nanomètres, tandis que le diamètre externe est de l'ordre d'une vingtaine de nanomètres. Cependant, les diamètres des nanotubes multifeuillets peuvent aller jusqu'à la centaine de nanomètres de diamètre.

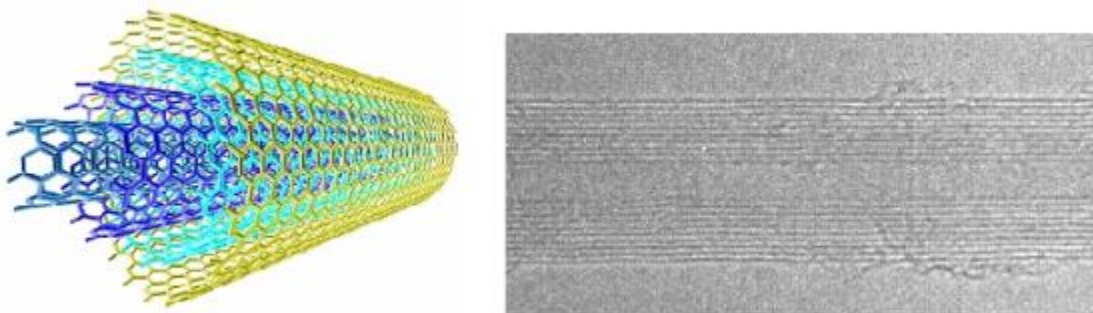


Figure.I.8: à gauche: Représentation graphique d'un MWNT et à droite: image de microscope électronique à transmission de plusieurs MWNT. [29]

La structure des nanotubes multifeuillets décrite précédemment est communément admise, mais ce n'est pas la seule structure possible. Ainsi, certaines études expérimentales [30] laissent envisager que les nanotubes

multifeuillets pourraient avoir une structure de type rouleau de parchemin (Figure I.9). [25]

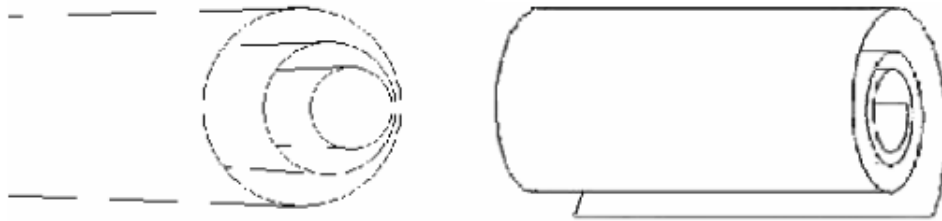


Figure.I.9 Structures possibles des MWNT. Gauche : type poupée russe.

Droite : type rouleau de Parchemin [31]

I.4.3 Nanotubes à paroi unique

Les nanotubes de carbone monofeuillets (SWNT, *Single-Wall Carbon Nanotubes*) ont été co-découverts par Béthune et Iijima en 1993 [14] [15]. Comme leur nom l'indique, un nanotube monofeuillet est formé d'une unique feuille de graphène enroulée sur elle-même, créant une structure cylindrique individuelle. Ce nano-objet présente une dimensionalité unidirectionnelle. Les atomes de carbone conservent leur hybridation sp^2 . Les extrémités sont typiquement obturées par des dômes analogues à des demi-fullerènes, bien que des défauts puissent être présents.

Le diamètre d'un SWNT s'étend de 1 à 2 nm, tandis que sa longueur peut varier considérablement, allant de 100 nm à plusieurs millimètres [32][33].

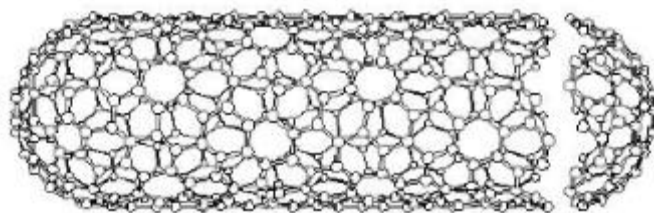


Figure. I.10 Un nanotube monocouche fermé par deux demi fullerènes.

L'enroulement de la feuille de graphène définit la structure (zigzag, armchair et chiral) et les propriétés physico-chimique du nanotube et tout particulièrement les propriétés électriques. C'est ainsi qu'on peut classer par chiralité des nanotubes conducteurs et d'autres semi-conducteurs.

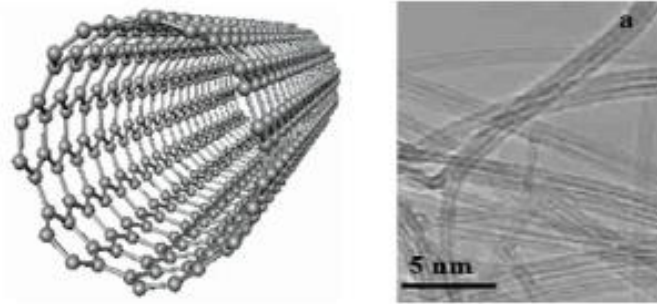


Figure. I.11 à gauche: Représentation graphique d'un SWNT et à droite: image de microscope électronique à transmission de plusieurs SWNT [31]

Les différentes structures de nanotubes monofeuillets décrit uniquement le nanotube sous forme isolée. Généralement Les nanotubes monofeuillets produits présentent un arrangement bidimensionnel hexagonal compact sous forme de nanocristaux couramment appelés fagot (Figure . I.12). Le nombre de tubes dans un fagot est généralement d'une vingtaine à une centaine de tubes. [34][35] La distance, centre à centre, entre deux tubes est égale à deux fois le rayon, plus l'espace inter-tubes. Les fagots sont constitués de nanotubes de même diamètre, comme représenté sur la (Figure . I.12). [25]

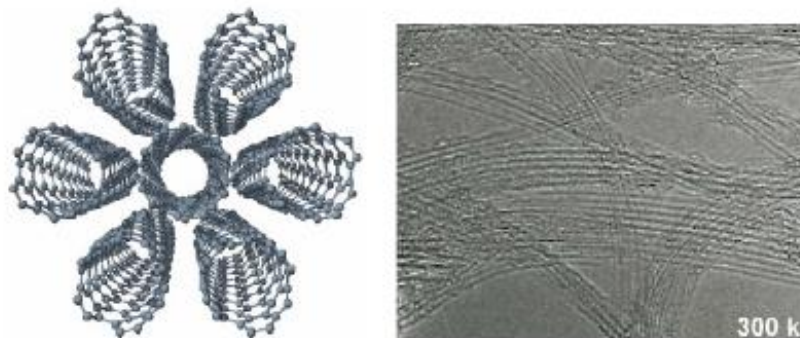


Figure. I.12 à gauche: Schéma d'un cristal de 7 nanotubes [31].

à droite: Image MET de faisceaux de nanotubes monocouches (collerette brute produite par arc électrique). [25]

I.5. Méthodes de synthèse

I.5.1. Méthode par arc électrique :

La technique de l'arc électrique est une méthode de synthèse à haute température permettant la production massive de fullerènes ainsi que la formation des premiers nanotubes multifeuillets, identifiés par S. Iijima [26]. Ce procédé repose sur l'évaporation du graphite par un arc électrique généré entre deux électrodes (Figure I.13), créant un plasma (environ 6000 K) dans lequel l'anode se sublime progressivement. Les espèces carbonées vaporisées se recombinent en dehors du plasma, et les produits se déposent sur les parois du réacteur. La qualité et le rendement des nanotubes dépendent étroitement des conditions thermiques de l'enceinte, régulées par un gaz inerte (He, Ar) à pression contrôlée. Un collecteur refroidi à l'eau peut être intégré selon la géométrie du système [25].

La synthèse de nanotubes de carbone monofeuillets requiert l'utilisation d'une anode en graphite dopée avec des catalyseurs métalliques. Ces catalyseurs, sublimés simultanément au graphite lors de la génération du plasma, favorisent la croissance des faisceaux de nanotubes. Les métaux les plus couramment utilisés incluent le Ni, le Fe, le Co, le Pt, le Pd, le Rh, l'Y, le La, le Lu, etc. Après la synthèse, la majorité des nanotubes monofeuillets se concentre dans une région spongieuse appelée collerette, située autour de la cathode [31].

Notons qu'en 1997, C. Journet et al. ont amélioré la technique de l'arc électrique en employant un mélange de catalyseur Ni/Y[34].

Ce mélange a permis d'obtenir des rendements de synthèse élevés, ce qui a ouvert la voie à la production de masse des nanotubes monofeuillets. Aujourd'hui, un certain nombre de sociétés (Nanoledge [36] et Mer Inc. [37] entre autres) commercialisent des nanotubes produits par cette technique.



Figure . I.13 Schéma d'un réacteur de synthèse de nanotubes monocouches par arc électrique [25]

I.5.2. Ablation laser

La méthode d'ablation laser est celle qui a mené à la découverte des fullerènes en 1985 [27] Elle est basée sur l'évaporation d'un plateau de graphite par rayonnement laser, la cible devant être mise au four à 1200°C [38] Le laser utilisé sera un faisceau laser Nd-YAG pulsé de l'ordre de la nanoseconde.

Sous irradiation laser, la cible atteint une température locale de 4000 K. Pour assurer une sublimation uniforme, la cible tourne dans la chambre de manière à ce que le faisceau laser balaie continuellement sa surface. Deux impulsions laser successives sont utilisées pour améliorer l'efficacité de la synthèse. La première impulsion utilise l'harmonique Nd-YAG (532 nm), tandis que la seconde utilise la longueur d'onde fondamentale (1064 nm). La seconde impulsion augmente la dissociation des agrégats de carbone formés par la première impulsion.

Un flux de gaz inerte (Ar) est utilisé pour éliminer les produits, qui sont recueillis sur un collecteur en cuivre refroidi à l'eau. Comme pour la synthèse par arc électrique, un catalyseur métallique mélangé à la cible de graphite est nécessaire pour produire des nanotubes à paroi unique[31]

Les nanotubes commerciaux, tels que ceux produits par (Tubes@Rice), sont synthétisés à l'aide d'une méthode d'ablation laser qui utilise deux faisceaux

laser [39,40]. Les deux lasers pulsés sont synchronisés de manière à ce que l'impulsion du second laser soit absorbée par les vapeurs générées par le premier laser. Cette synchronisation minimise la formation de sous-produits en décomposant les particules plus grosses produites par la première impulsion, augmentant ainsi la quantité de carbone utilisable pour la production de nanotubes. Un tube de quartz de 4 pouces de diamètre est placé au centre d'un four réglé à 1100 °C.

Le dispositif comprend une cible cylindrique en graphite de longueur et de diamètre spécifiques, contenant des catalyseurs (Ni/Co) dans la composition molaire de 1 % Co, 1 % Ni et 98 % C. La cible tourne sur son axe et les impulsions laser la balayent verticalement pour assurer une érosion uniforme. Deux lasers pulsés fonctionnant à 30 Hz et à 1064 nm fournissent des impulsions de 930 mJ, avec un intervalle de 40 ns entre chaque impulsion. Avec un débit d'argon de 750 sccm (à une pression de 500 Torr), le système est capable de produire 20 grammes de matière première en 48 heures, dont 40 à 50 % en volume sont constitués de nanotubes à paroi unique.

Le fabricant assure une distribution de diamètre relativement étroite autour de 1,2 nm, avec un mélange de différentes chiralités. Les longueurs sont principalement comprises entre 0,2 et 2 µm[25]

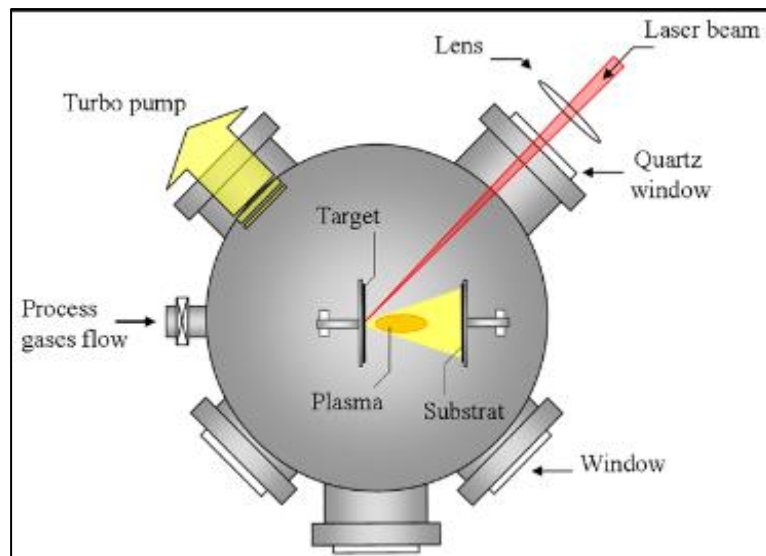


Figure I.14: Schéma de l'appareillage d'ablation laser.

L'un des avantages de la méthode de synthèse par ablation laser est sa capacité à produire des quantités relativement importantes de nanotubes à paroi unique. Les rendements sont très élevés, 70 à 90 % de la masse initiale de graphite étant convertis en nanotubes. Un autre avantage est la capacité actuelle de contrôler la distribution du diamètre avec une précision d'environ 5% [41].

Un inconvénient important de la méthode d'ablation laser est la nécessité d'une purification poussée du produit brut pour obtenir des échantillons constitués uniquement de nanotubes de carbone. La suie produite par la synthèse ne contient pas seulement des nanotubes de carbone à paroi simple, mais aussi du carbone amorphe, des résidus de catalyseur et éventuellement des fullerènes. Les méthodes de purification les plus couramment utilisées impliquent des traitements acides, qui peuvent introduire des défauts dans les nanotubes. Les efforts actuels se concentrent sur l'amélioration du contrôle de la distribution du diamètre et sur l'obtention d'un produit brut plus propre.

I.5.3. Décomposition catalytique (HiPCO)

Le procédé HiPCO (High Pressure CarbonMonoxide), mis au point par le groupe de R. Smalley, fait partie de la famille des méthodes de décomposition catalytique à moyenne température. Dans ce procédé, un flux continu de pentacarbonyle de fer ($\text{Fe}(\text{CO})_5$) et de monoxyde de carbone (CO) est introduit sous une pression de 10 atm dans une chambre chauffée à 1200°C . Le caractère unique du procédé HiPCO réside dans le fait que le catalyseur nécessaire à la croissance des nanotubes à paroi unique est formé in situ par la décomposition du gaz précurseur. En outre, le monoxyde de carbone utilisé comme source de carbone pour la croissance des nanotubes ne se pyrolyse pas à 1200°C , ce qui facilite la production de nanotubes de carbone à paroi simple [31].

La méthode HiPCO offre l'avantage de produire des échantillons de nanotubes avec un minimum de carbone amorphe. Les seules « impuretés » dans le produit de synthèse sont des particules métalliques de catalyseur (voir Figure I.15). De plus, cette méthode permet de produire des nanotubes en quantités comparables à celles obtenues par ablation laser. Selon les auteurs, elle devrait permettre la production de nanotubes au kilogramme[42].. De plus, cette méthode permet de produire des nanotubes d'un diamètre moyen plus faible, de l'ordre de 0,7 nm. Une société commerciale, Carbone Nanotech Inc. , propose également des nanotubes synthétisés par cette technique [31].

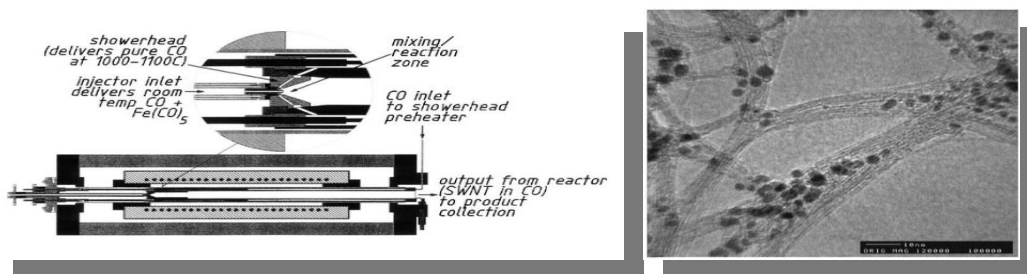


Figure I.15 : Schéma de la production de nanotubes à l'aide des méthodes HiPCO[25]. à droite : Image TEM d'un nanotube (HiPCO)[42]

I.5.4. Méthode de dépôt chimique en phase vapeur

La méthode CVD (Chemical Vapor Deposition, ou dépôt chimique en phase vapeur) utilise un hydrocarbure gazeux (comme le méthane ou l'éthylène) comme source de carbone, décomposé à haute température (500–1100 °C) en présence d'un catalyseur métallique (fer, cobalt ou nickel). Le support catalytique peut être fixe (croissance supportée sur silice ou carbone) ou sous forme d'aérosol (croissance flottante). La croissance supportée permet un meilleur contrôle de la taille du catalyseur, influençant ainsi la longueur, la structure et l'alignement des nanotubes de carbone (CNT). Cependant, le catalyseur peut s'inactiver en raison du dépôt d'hydrocarbures pyrolyses, un problème évité dans le cas de la croissance flottante. La méthode CVD permet une production continue à grande échelle, avec un taux d'impuretés inférieur à 25 % en poids. Utilisée par Hyperion Catalysis International Inc. et Arkema, elle se distingue de la méthode HiPco (décomposition catalytique à haute pression de monoxyde de carbone) développée par Carbon Nanotechnology Inc., qui permet la synthèse de CNT à paroi simple [43].

I.6. Purification des nanotubes de carbone

À la fin de la synthèse, les nanotubes de carbone contiennent des impuretés telles que des particules catalytiques (dans le cas présent, du fer), des particules de substrat (par exemple, de l'alumine) et du carbone amorphe. Il existe trois principales méthodes de purification : la séparation physique, les méthodes chimiques (souvent combinées) et la dégradation thermique.

La méthode chimique, largement utilisée dans ce travail, consiste à éliminer les impuretés à l'aide d'acide chlorhydrique (HCl), d'acide nitrique (HNO₃), voire de mélanges d'acide nitrique et d'acide sulfurique (H₂SO₄). Cette étape est particulièrement efficace pour éliminer les impuretés mais peut également conduire à la formation de défauts à la surface des nanotubes. Pour purifier les nanotubes de carbone fournis par Arkema, nous utilisons un protocole de

purification standard à l'acide sulfurique en milieu aqueux pour éliminer les particules de substrat de la poudre contenant les MWNT. Après purification et lavages successifs, les MWNT sont laissés dans un milieu aqueux à environ 10 % en poids pour éviter une réaggrégation irréversible et un compactage des nanotubes de carbone lors d'un éventuel séchage. Nous appelons ces mélanges « pulpe » de nanotubes de carbone. Il est également possible de les lyophiliser pour limiter leur compaction [29].

I.7. Propriétés des nanotubes de carbone

I.7.1. Propriétés physique et chimique

Les propriétés des nanotubes de carbone sont déterminées par leurs dimensions, notamment leur longueur et leur diamètre. Les nanotubes mono-feuillets forment des faisceaux dont le diamètre varie entre 0,4 et 5 nm, tandis que les nanotubes multi-feuillets présentent un diamètre plus élevé, compris entre 2 et 25 nm, en fonction du nombre de couches de graphène (Tableau I.1).

De plus, leurs dimensions nanométriques en section (longueur de 1 μm à 1 cm) les classent parmi les molécules unidimensionnelles. Selon l'OMS, ils répondent aux critères des fibres (longueur supérieur à 5 μm , diamètre inférieur à 3 μm , rapport longueur/diamètre supérieur à 3) [44,45]. Leur surface spécifique est remarquable: voisine 2700 m^2/g pour les mono-feuillets, et généralement inférieur à 1300 m^2/g pour les multi-feuillets, ce qui favorise une adsorption élevée [44].

Ils présentent également une faible résistivité (5–10 $\mu\Omega\cdot\text{cm}$), une bonne stabilité thermique en atmosphère inerte, ainsi qu'une insolubilité dans l'eau et les solvants organiques [44,46].

Tableau I.1. Propriétés physique et chimique des NTCs.[44,47].

Propriétés	Mono-feuillet	Multi-feuillets
diamètre externe (nm)	0.4 à 5	2 à 25nm
Longueur	1 à plusieurs μm	1 μm à 1 cm
surface spécifique (m^2/g)	2700	1300
Masse volumique (g/cm^3)	0.8	1.8
Résistivité ($\mu\Omega.\text{cm}$)	5-50	5-50
magnétique (EMU/g)	0.5×10^6	0.5×10^6
Susceptibilité (EMU/g)	22×10^6	22×10^6

I.7.2. Propriétés mécaniques

Les nanotubes de carbone sont connus pour leurs propriétés mécaniques remarquables, ce qui a donné lieu à de nombreuses études théoriques et expérimentales. Ils sont nettement plus résistants que l'acier en raison de leur géométrie hexagonale, qui assure une répartition uniforme des contraintes et des déformations. En outre, ils présentent une grande rigidité due à la force des liaisons C-C (sp^2) et une grande résistance à la rupture, en raison de l'absence de défauts importants. Ces caractéristiques en font un matériau essentiel pour les études avancées. Des mesures ont montré qu'un nanotube de carbone multiparois (MWNT) a un module d'Young 1,4 fois supérieur à celui d'une fibre de carbone. Des études expérimentales, notamment par microscopie à force atomique, ont révélé un module d'Young moyen d'environ 1,28 TPa, quel que soit le diamètre du tube[48]

Les nanotubes de carbone, tout en étant rigide, conservent une flexibilité considérable. En effet, il a été observé directement par microscopie électronique à transmission à haute résolution (HRTEM) que sous certaines contraintes, ils ont la capacité de se plier. Cette flexibilité est d'autant plus remarquable qu'elle est réversible jusqu'à un certain angle critique, qui peut atteindre environ $\pm 110^\circ$ pour un nanotube monoparois (SWNT)[49]

I.7.3. Propriétés électroniques :

En raison de leur nature unidimensionnelle, les nanotubes monofeuillets présentent une structure électronique aux caractéristiques distinctives. Leur structure de bandes, décrite à l'aide de l'approche des liaisons fortes, dérive directement de celle du graphène [50], [51], [52]. Les propriétés électroniques des nanotubes sont déduites de celles d'une feuille de graphène bidimensionnelle, par l'application de conditions de périodicité imposées par leur vecteur de chiralité [31]. Pour les nanotubes monocouches, ces propriétés dépendent essentiellement de deux indices entiers, n et m , qui déterminent à la fois l'hélicité et le diamètre du tube.

Les calculs théoriques sur des tubes infinis permettent de recenser les trois cas suivants: [53]

- Les nanotubes de configuration armchair (n, n) sont des conducteurs de profil métallique.
- Les tubes (n, m) avec $(n-m)$ multiple de 3 non nul sont des semi-conducteurs de faible gap.
- Les autres nanotubes sont des semi-conducteurs à gap large ou des isolants.

Plus généralement, on considère que les nanotubes de configuration (n, m) sont métalliques si $(n-m)$ est un multiple de 3. Dans le cas contraire, ils sont semi-conducteurs. La (Figure I.16) résume ces résultats.

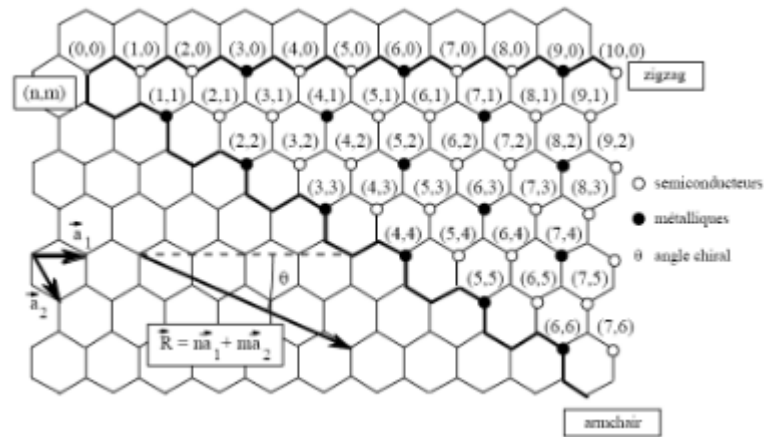


Figure I.16 Propriétés électroniques des nanotubes de carbone monocouches en fonction de leurs indices de chiralité (n, m).

Des mesures expérimentales récentes [54] concernant des tubes monofeuillets, montrent qu'ils se comportent comme des fils quantiques, dans lesquels la conduction semble se produire par sauts d'énergie quantifiés, en bon accord avec les prédictions théoriques [55]. Les nanotubes de carbone peuvent supporter une forte densité de courant de (100 MA.cm^{-2}) [56] et ont une résistivité de l'ordre de (10^{-4} Q.cm) dans le cas des (MWNTs), en comparaison celle du cuivre est de (10^{-6} Q.cm) . Ainsi, une des applications les plus prometteuses pour les nanotubes de carbone est l'apport de la conduction électrique dans les polymères en utilisant une très faible quantité de nanotubes tout en conservant les propriétés de la matrice polymère. [29].

I.7.4. Propriétés thermiques

La détermination des propriétés thermiques d'un nano-objet, tel qu'un nanotube, présente des défis expérimentaux. Néanmoins, certaines études sont parvenues à quantifier la conductivité thermique de nanotubes multifeuillets. Leur conductivité, bien qu'élevée, demeure nettement inférieure à celle du graphite. Ces résultats, bien qu'initialement décevants, s'expliquent par le fait que tous les feuillets participent à la conduction thermique, contrairement aux mesures qui ne prennent en compte que le feuillet externe. Ces observations

permettent d'estimer que la conductivité d'un nanotube monofeuillet est du même ordre de grandeur que celle du graphite [31].

L'étude des propriétés thermiques des nanotubes reste un domaine peu exploré, en raison notamment des défis expérimentaux. Des recherches supplémentaires sont nécessaires pour mieux comprendre ces phénomènes, en particulier à haute température, où les données font cruellement défaut. Les matériaux carbonés sont utilisés industriellement pour améliorer la conductivité thermique. Ainsi, la découverte des nanotubes en 1991 a rapidement suggéré [57] que cette nouvelle forme allotropique unidimensionnelle du carbone pourrait présenter une conductivité thermique comparable à celle du diamant ou du graphite. Cependant, les propriétés thermiques des nanotubes, qu'ils soient monocouches ou multicouches, demeurent encore insuffisamment étudiées à ce jour.

Des mesures aboutirent à des valeurs de conductivité thermique longitudinale allant de (1800 à 6000 $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) pour un fagot isolé et à température ambiante. [58] Des valeurs aussi élevées sont imputées à un libre parcours moyen particulièrement élevé pour les phonons (de l'ordre de 100 nm). Une valeur de (6600 $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) fut obtenue pour un nanotube (10,10) isolé et à température ambiante, [59]

ce qui est comparable à la conductivité thermique d'un hypothétique feuillet de graphène isolé. [25]

I.7.5. Propriétés optiques

Les propriétés optiques des nanotubes de carbone découlent directement de leur structure de bande électronique. Le spectre optique est caractérisé par des pics distincts, correspondant à des transitions électroniques entre les singularités de Van Hove dans la densité d'états[60].

I.8. Défauts dans les nanotubes de carbone

En raison des interactions attractives de van der Waals entre les couches, les nanotubes à paroi simple (SWNT) ont tendance à s'agréger en faisceaux de nanotubes, souvent appelés « cordes ». En outre, la présence de cycles non hexagonaux introduit des défauts dans le réseau de graphène qui constitue les parois, qu'il s'agisse d'un nanotube multiparois (MWNT) ou d'un nanotube monoparois (SWNT). Un pentagone introduit une courbure positive, tandis qu'un heptagone conduit à une courbure négative (voir Figure. I.17)[25].

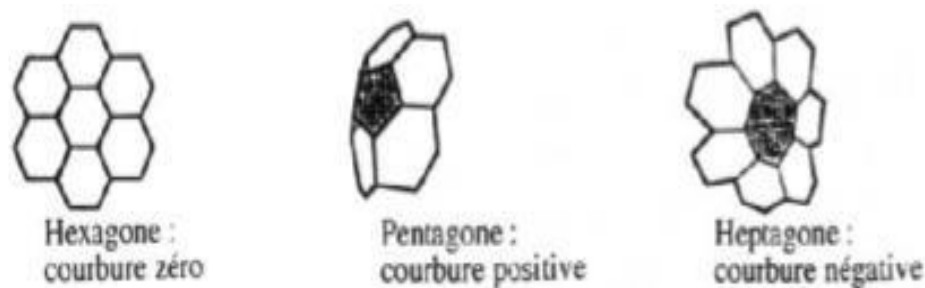


Figure. I.17 Influence du type de cycle sur la courbure de la surface.

Sur la (figure. I.18) on peut voir l'influence des cycles non hexagonaux sur les feuillets de deux nanotubes multicouches:

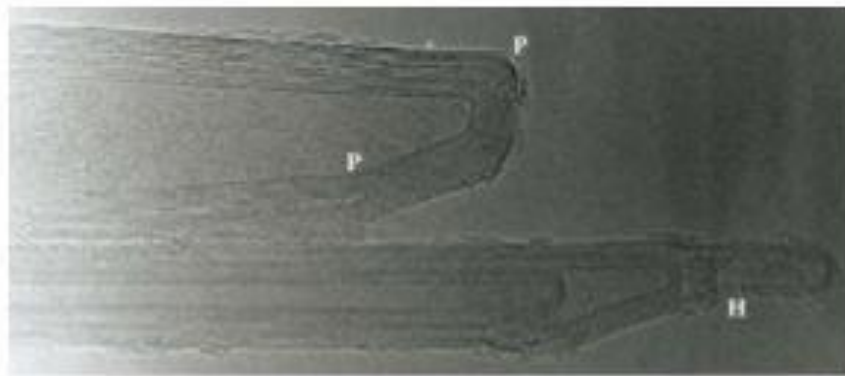


Figure. I.18 Image MET des extrémités de deux nanotubes multicouches.

La combinaison de plusieurs défauts sur un nanotube peut donner lieu à une variété de géométries uniques. Par exemple, en raison de l'annulation de leurs courbures respectives au niveau global, mais pas au niveau local, une paire

heptagone-pentagone (connue sous le nom de défaut de Stone-Wales [35].peut entraîner des variations à la fois du diamètre et de la chiralité sur la longueur du tube (Figure. I.19). Cette altération structurelle a un impact significatif sur les propriétés du nanotube.

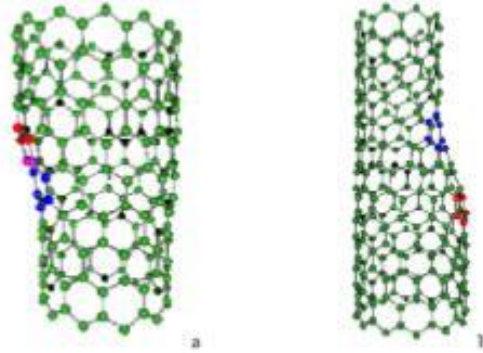


Figure. I.19 : Introduction d'une paire pentagone provoquant une variation de diamètre de chiralité : a- de (11,0) à (12,0) ; b- de (9,0) à (12,0).

De telles combinaisons peuvent expliquer la forme torsadée de certains nanotubes multi-parois produits par la décomposition catalytique d'hydrocarbures. En introduisant un plus grand nombre de ces défauts dans le réseau de graphite, il est possible d'envisager une grande variété de structures (jonctions en Y, en T, etc.) (Figure. I.20). Ces variations structurelles offrent des applications potentielles en nanoélectronique et dans d'autres domaines de pointe grâce à leurs propriétés géométriques et mécaniques uniques.

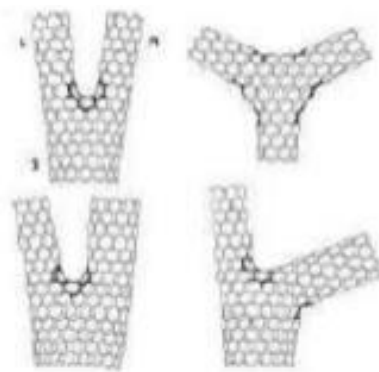


Figure I.20 : Défauts pentagonaux et heptagonaux se traduisant par des jonctions.

En plus de ces défauts que l'on peut considérer comme intrinsèques, il faut également tenir compte des impuretés, qu'elles soient à base de carbone ou non. La nature de ces impuretés dépend naturellement de la méthode de synthèse des nanotubes [25]. Ces impuretés peuvent affecter les propriétés et les performances des nanotubes, nécessitant des procédés de purification afin d'améliorer leur qualité pour des applications spécifiques.

- Lorsqu'un catalyseur métallique est utilisé dans la synthèse, il reste dans l'échantillon brut. Il devient encore plus difficile à séparer car il se présente généralement sous forme de particules nanométriques (rendant la filtration ou la centrifugation difficile) et recouvert de plusieurs couches graphitiques (rendant l'élimination par oxydation moins efficace).
- Malheureusement, tout le carbone d'un échantillon brut n'est pas sous forme de nanotubes. On peut également trouver des particules de graphite et du carbone amorphe plus ou moins structurants (Figure. I.21). Des molécules de carbone de faible masse peuvent également être présentes, comme les hydrocarbures C60 ou polyaromatiques[25]

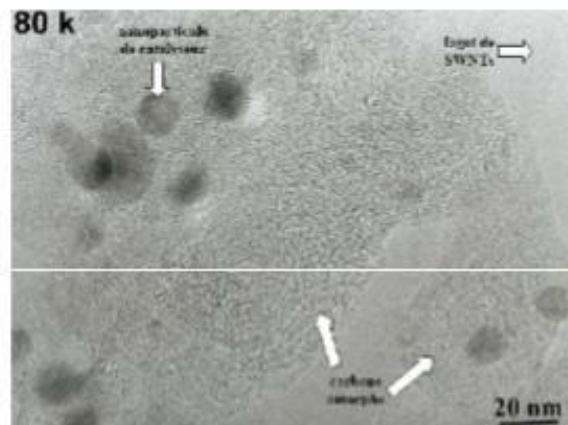


Figure I.21 : Image TEM d'un échantillon brut de nanotubes (collier produit par arc électrique). En plus des SWNT, l'image montre des particules de catalyseur et deux formes de carbone amorphe.

I.9. Applications des nanotubes de carbone

Les nanotubes de carbone, grâce à leur dimension nanométrique et leurs propriétés spécifiques, sont des matériaux particulièrement intéressants pour diverses applications. Leur très grand facteur de forme les rend excellents émetteurs d'électrons sous de faibles champs, ce qui est particulièrement utile pour l'industrie des écrans plats. De plus, leur capacité à stocker une quantité importante d'hydrogène les rend prometteurs pour l'industrie des batteries. L'application la plus directe envisagée est leur utilisation comme additifs pour divers polymères, notamment les thermoplastiques, les thermodurcissables et les élastomères [61].

Les propriétés spécifiques des nanotubes de carbone peuvent ainsi être intégrées dans des matrices, à condition d'assurer une bonne dispersion de l'additif dans le composite. Les matériaux composites haute performance ou les polymères conducteurs contenant des nanotubes trouvent des applications dans divers domaines, tels que l'automobile (peintures conductrices éliminant l'usage de solvants polaires), l'aéronautique (ailes d'avion, trains d'atterrissage des hélicoptères, etc.). Il existe déjà des prototypes utilisés par des athlètes de haut niveau, tels que des cyclistes avec des vélos à cadre composite de nanotubes, des joueurs de tennis avec des raquettes à base de nanotubes, et des joueurs de hockey utilisant des crosses dopées aux nanotubes de carbone. Les nanotubes de carbone peuvent également être utilisés comme peinture anti-fouling enrichie en nanotubes de carbone. De plus, leur rigidité, leur grande flexibilité et leur très faible diamètre les reflètent pour être utilisés comme pointes dans les microscopes à force atomique. Ils sont également employés sous forme de fibres macroscopiques [33]

I.9.1. Pointes AFM

La microscopie électronique fournit des images bidimensionnelles. Pour obtenir des informations tridimensionnelles, la microscopie à effet tunnel (STM) et la microscopie à force atomique (AFM) sont nécessaires. Les nanotubes de carbone (CNT) sont considérés comme idéaux pour être utilisés comme pointes à la fois en AFM et en STM (voir la figure I.22).

Son principal avantage est son rapport d'aspect (longueur/rayon), souvent supérieur à 100, et dans le cas des nanotubes monoparois (SWNT), son diamètre peut être comparable à celui des molécules individuelles. De plus, ses propriétés mécaniques lui confèrent une bonne stabilité et la capacité de subir une déformation élastique. Enfin, le nanotube peut être fonctionnalisé de manière covalente à son extrémité pour des mesures chimiques ou biochimiques [62]

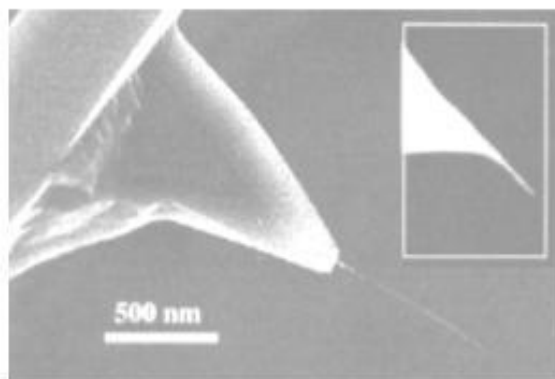


Figure. I.22 NTC à l'extrémité d'une pointe [62]

Il existe plusieurs méthodes pour fixer un nanotube (NTC) à une pointe. Les premières implémentations consistaient à « coller » un faisceau de nanotubes sur la pointe à l'aide d'un adhésif acrylique sous un microscope optique [63].

Une autre approche consiste à appliquer un champ électrique entre la pointe et un substrat recouvert de nanotubes. Une dernière technique consiste à faire croître directement le nanotube sur la pointe à l'aide d'un dépôt chimique en phase vapeur (CVD) [64]

Les images obtenues en utilisant un nanotube (NTC) comme pointe présentent une meilleure résolution que les pointes en silicium conventionnelles[65,66]. De plus, la durée de vie de ce type de pointe est significativement plus longue. Il s'agit notamment de l'une des premières implémentations à base de nanotubes à être commercialisée [62]

I.9.2 Fibres à base de nanotubes

La production de fibres à base de nanotubes (NTC) qui reproduisent fidèlement les propriétés mécaniques des nanotubes individuels suscite un vif intérêt dans la communauté scientifique. Le principal défi dans ce domaine était d'« assembler » des nanotubes en fibres macroscopiques. Une avancée majeure dans ce domaine a été réalisée en 2000 par Vigolo et al. [67], qui ont créé les premières fibres (d'un diamètre de 15 μm) composées de nanotubes de carbone monoparoï alignés (SWNT) intégrés dans une matrice polymère (voir Figure. I.23a).

Le procédé développé par Vigolo et al. a été affiné au fil du temps, permettant la production de fibres composites jusqu'à 100 mètres de longueur[68]. Des fibres composées uniquement de nanotubes de carbone multiparoï (MWNT) ont également été produites. Pour ces fibres, la méthode consiste soit à « filer » des nanotubes orientés sur un substrat[69], soit à utiliser directement des nanotubes produits lors d'une synthèse par dépôt chimique en phase vapeur (CVD). Ces méthodes peuvent également produire des « tresses » de nanotubes (voir la figure I.23b)[70].

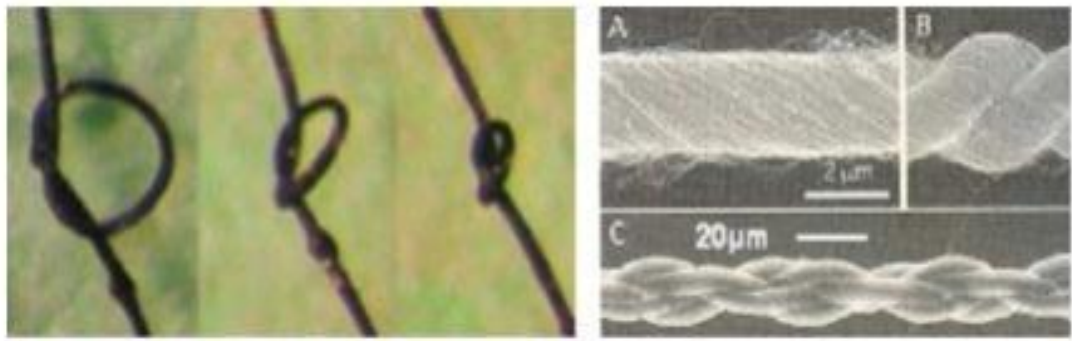


Figure. I.23 Fibres composites à base de (SWNT) [67].b. (A-C) Fibres et tresses à partir de(MWNT) [70]

Cependant, les propriétés mécaniques de ces fibres sont encore d'un ordre de grandeur inférieur à celles des nanotubes individuels (4,2 GPa, comme indiqué par Kumar et al.) [71]. Néanmoins, les propriétés de conductivité électrique des fibres composées exclusivement de nanotubes sont plus prometteuses. Ces fibres conductrices présentent une résistance à la traction cinq fois supérieure à celle de la soie d'araignée, ce qui les rend très recherchées pour les textiles de protection tels que les casques, les gants, les vêtements de manutention et les gilets pare-balles [62].

I.10. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons exploré diverses méthodes de synthèse des nanotubes de carbone et fourni des classifications qui distinguent les nanotubes de carbone à paroi simple et à parois multiples.

Tout au long de ce chapitre, nous avons souligné le rôle important que jouent les nanotubes de carbone dans le domaine des nanosciences. En raison de leurs dimensions uniques et de leurs propriétés remarquables, telles que la résistance mécanique, la conductivité électrique et la conductivité thermique, ces macromolécules ont des applications potentielles dans un large éventail de domaines.

En outre, les nanotubes de carbone sont d'excellents matériaux pour renforcer les matrices polymères et sont prometteurs pour une utilisation comme renforts dans les matériaux composites.

Références

- [1] Nasrollahzadeh, Mahmoud, et al. "An Introduction to Nanotechnology." Interface Science and Technology, vol. 28, Elsevier, 2019, pp. 1-27.
- [2] S. Iijima, Helical microtubules of graphitic carbon, *Nature* 354 (1991) 56-58
- [3] K., Tsukagoshi, Yoneya, N., Uryu, S., Aoyagi, Y., Kanda, A., Ootuka, Y. and Alphenaar, B.W. (2002), "Carbon nanotube devices for nanoelectronics", *Physica B: Condens. Matter*, 323(1-4), 107-114.
- [4] K.Kempa, ,Rybczynski, J., Huang, Z., Gregorczyk, K., Vidan, A., Kimball, B., Carlson, J., Benham, G., Wang, Y., Herczynski, A. and Ren, Z. (2007), "Carbon nanotubes as optical antennae", *Adv. Mater.*, 19(3), 421-426.
- [5] Ma, R.Z., Wu, J., Wei, B.Q., Liang, J. and Wu, D.H. (1998), "Processing and properties of carbon nanotubes-nano-SiC ceramic", *J. Mater. Sci.*, 33(21), 5243-5246.
- [6] M.Meyyappan, (2004), *Carbon Nanotubes: Science and Applications*, CRC Press. Mikhasev, G., Radi, E. and Misnik, V. (2022), "Pull-in instability analysis of a nanocantilever based on the two-phase nonlocal theory of elasticity", *J. Appl. Comput. Mech.*, 8(4), 1456-1466.
- [7] M. Grujicic, C. Zhao, E. Dusek, The effect of thermal contact resistance on heat management in the electronic packaging, *Applied surface science* 246 (2005) 290-302.
- [8] Postma,H.W.C, T. Teepen, Z. Yao, M. Grifoni, C. Dekker, Carbon nanotube single-electron transistors at room temperature, *Science* 293 (2001) 76-79.
- [9] Djellal, Wiam, and Encadré par Boutagouga. "Étude et modélisation du comportement des poutres épaisses: Cisaillement transversale et Blocage numérique." (2024).
- [10] Timoshenko, Stephen P., and James M. Gere. *Theory of elastic stability*. Courier Corporation, 2012.
- [11] Hetényi, Miklós. "Beams on elastic foundation: theory with applications in the fields of civil and mechanical engineering." (No Title) (1964).
- [12] Arias -Diana Lucio, Loet Leydesdorff, *Scientometrics*, **2007**, 70, 603
- [13] Y. Liu, Sc.O'Brien, Q.Zhang, J.R.Heath, F.K.Tittel, R.F.Curl, H.W.Kroto, R.E.Smalley, *Chemical Physics Letters*,1986, 126, 215.
- [14] S. Iijima, T. Ichihashi, Single-shell carbon nanotubes of 1 nm diameter, *Nature*, 363, 603 (1993)
- [15] D.S.Bethune, C.H. Kiang, M.S. de Vries, G. Gorman, R. Sovay, J. Vazquez, R.Beyers, *Nature* 363 603 (1993)
- [16] L. V. Radushkevich and V. M. Lukyanovich, *Zh. Fiz. Khim.* 26, 88 1952.
- [17] M.Hillert, Mats, and Nils Lange. "The structure of graphite filaments." *Zeitschrift fuer Kristallographie-Crystalline Materials* 111.1-6 (1959): 24-34.
- [18] A. Oberlin, M. Endo, T. Koyama, *Journal of Crystal Growth*, 32 (1976) 335-349.

- [19] J.Abrahamson, "The surface energies of graphite." Carbon 11.4 (1973): 337-362..
- [20] A.M. Nesterenko N.F. Kolesnik, S.Akhmatov Yu,V.I.Sukhomlin, O.V. Prilutskii, Izvestiya Akademii Nauk SSSR Metally, 1982, 3, 12
- [21] R.Haddad, Fonctionnalisation de nanotubes de carbone pour le développement de bio-architectures affines: application aux biocapteurs. Diss. Institut National Polytechnique de Grenoble-INPG, 2010.
- [22] M.T. Yin, M.L. Cohen, Physical Review Letter, 1983, 50, 2006.
- [23] B. Park, J.W. Shim, H.J. Choi, Y.W. Park, *Synthetic Metals*, 1993, 56, 3258.
- [24] P. M. Ajayan, Chem. Rev., Nanotubes from carbon 1999, 99, 1787-1799
- [25] P. Marcoux, Réactivité et manipulation de nanotubes de carbone monocouches : fonctionnalisation de surface par greffage covalent et mise en œuvre comme agent structurant, thèse de doctorat, Université d'Angers, (2002).
- [26] <http://cnst.rice.edu/pics.html>
- [27] H. W. Kroto, J.R. Heath, S. C. O'Brien, R. F. Curl, R. E. Smalley, C₆₀: Buckminsterfullerene, Nature, 1985, 318, 162-163.
- [28] Bacon 1960 R. Bacon, Appl. Phys., 31 :283 (1960).
- [29] K. Saint-aubin, Etude de dispersions de nanotubes de carbone par des polymères pour l'élaboration de composites conducteurs et structurés, thèse de doctorat, l'Université Bordeaux I, (2010)
- [30] O. Zhou, R.M. Fleming, D.W. Murphy, C.H. Chen, R.C. Haddon, A.P. Ramirez et S.H. Glarum, Science, 263 :1744 (1994).
- [31] N. Izard, nanotubes de carbone : Systèmes pour la limitation optique, thèse de doctorat, l'Université Montpellier II, (2004)
- [32] J. Buchoux; nanotubes de carbone comme sondes en microscopie à force atomique, thèse de doctorat, l'Université Bordeaux I, (2011)
- [33] C. Bernard, Propriétés mécaniques des nanotubes de carbone en tant que nanosondes et leur fonctionnalisation par bio-nanoparticules, thèse de doctorat, l'Université Bordeaux I, (2007)
- [34] C C. Journet, W. K. Maser, P. Bernier, A. Loiseau, M. Lamy de la Chapelle, S. Lefrant, P. Deniard, R. Lee, J. E. Fischer, Large-scale production of single-walled carbon nanotubes by the electric-arc technique, Nature, (1997), 388, 756-758.,
- [35] A. J.Stone, and D. J. Wales. "Theoretical studies of icosahedral C₆₀ and some related species." Chemical Physics Letters 128.5-6 (1986): 501-503
- [36] <http://www.nanoledge.com>
- [37] <http://www.opus1.com/~mercorp>
- [38] Thess, Andreas, et al. "Crystalline ropes of metallic carbon nanotubes." science 273.5274 (1996): 483-487...
- [39] Rinzler, A. G., et al. "Unraveling nanotubes: field emission from an atomic wire." Science 269.5230 (1995): 1550-1553
- [40] R. E. Smalley, D. T. Colbert, T. Guo, A. G. Rinzler, P. Nikolaev, A. Thess, International Patent, 13 March (1997), international publication number WO 97/09272
- [41] O. Jost et al. Appl. Phys. Lett., 75 :2217, (1999)...

- [42] P. Nikolaev, M.J. Bronikowski, R. Kelley Bradley, F. Rohmund, D.T. Colbert, K.A. Smith, R.E. Smalley, *Chemical Physics Letters*, 1999, 313, 91
- [43] A.C. Brosse, Dispersion des nanotubes de carbone à l'aide de copolymères triblocs dans des matrices en polyamide: Relation morphologie-propriétés électriques, Chimie et Physico, Thèse de Doctorat, Université Pierre et Marie Curie, 2009...
- [44] Myriam Ricaud, Dominique Lafon, Frédérique Roos (2008), Les nanotubes de carbone : quels risques, quelle prévention. I NRS - Hygiène et sécurité du travail - Cahiers de notes documentaires - 1er trimestre 2008 - 210 / 43-57
- [45] Zidour Mohamed (2012), Etude du comportement mécanique des nanotubes en carbone entourés par une matrice polymère, Thèse de doctorat en science, Université Djilali Liabes Sidi Bel Abbes, Algérie
- [46] Zidour, M., Hadji, L., Bouazza, M., Tounsi A. and AddaBedia, A. (2015), "The mechanical properties of zigzag carbon nanotube using the energy-equivalent model", *J. Chem. Mater. Res.*, 3, 9-14
- [47] Périé Thomas (2011), Dispersion de nanotubes de carbone dans les polymères : de la nanostructuration aux composites hautes performances, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI
- [48] Salvétat, J-P., et al. "Mechanical properties of carbon nanotubes." *Applied Physics A* 69 (1999): 255-260...
- [49] Iijima, Sumio, et al. "Structural flexibility of carbon nanotubes." *The Journal of chemical physics* 104.5 (1996): 2089-2092..
- [50] R. Saito, G. Dresselhaus, M. S. Dresselhaus, *Physical Properties of Carbon Nanotubes*. Imperial College Press, (1998). ISBN N° 1-86094-093-5.
- [51] F. Ducastelle, Propriétés électroniques, Cours Ecole Nanotube Aussois (Mai 2003).
- [52] J. C. Charlier, Propriétés électroniques des nanotubes de carbone, Cours Ecole Nanotube Aussois, (Mai 2003).
- [53] J. W. Mintmire, D. H. Robertson, C. T. White, *J. Phys. Chem. Solids*, (1993), 54, 1835.
- [54] S.J. Tans, M.H. Devoret H. Dai A. Thess R.E. Smalley L.J. Geerligs C. Dekker Individual Single- wall carbon nanotubes as quantum wires, *Nature*, 386, 474-477 (1997)
- [55] J. W. G. Wildöer, L. C. Venema, A. G. Rinzler, R. E. Smalley, C. Dekker, Electronic structure of atomically resolved carbon nanotubes *Nature (London)*, 391, 59-61 (1998).
- [56] B.Q. Wei, R. Vajtai, P.M. Ajayan, *Applied Physics Letters*, 79, no. 8 (2001) 1172-1174.
- [57] R. S. Ruoff, D. C. Lorents, *Carbon*, (1995), 33, 925
- [58] J. Hone, M. Whitney, A. Zettl, Thermal conductivity of single-walled carbon nanotubes, *Synth. Met.*, (1999), 103, 2498-2499
- [59] S. Berber, Y.-K. Kwon, D. Tománek, Unusually high thermal conductivity of carbon nanotubes, *Phys. Rev. Lett.*, (2000), 84, 4613-4616
- [60] Dresselhaus, M. S., Dresselhaus, G., & Avouris, P. (Eds.). (2001). *Carbon*

Nanotubes: Synthesis, Structure, Properties, and Applications. Springer.

- [61] Houdy, P., C. Brechignac, and M. Lahmani. "Les nanosciences. 2-Nanomatériaux et nanochimie." (2006)..
- [62] A. Gohier, Cinétique de Croissance de Nanotube de Carbone Mono-Parois et Multi-Parois Orientes par Procède Plasma, Thèse de Doctorat, l'Université de Nantes (Sciences des Matériaux), 2007..
- [63] al. Dai, Hongjie, et "Nanotubes as nanoprobe in scanning probe microscopy." *Nature* 384.6605 (1996): 147-150
- [64] H.Hafner, Jason, Chin Li Cheung, and Charles M. Lieber. "Direct growth of single-walled carbon nanotube scanning probe microscopy tips." *Journal of the American Chemical Society* 121.41 (1999): 9750-9751..
- [65] al .Guo, Liqiu, et. "Property of carbon nanotube tip for surface topography characterization." *Applied surface science* 228.1-4 (2004): 53-56
- [66] R.Stevens, , et al. "Improved fabrication approach for carbon nanotube probe devices." *Applied Physics Letters* 77.21 (2000): 3453-3455
- [67] Vigolo, Brigitte, et al. "Macroscopic fibers and ribbons of oriented carbon nanotubes." *Science* 290.5495 (2000): 1331-1334
- [68] B.Dalton, Alan, et al."Super-tough carbon-nanotube fibres. " *Nature* 423.6941 (2003): 703-703.
- [69] Jiang, Kaili, Qunqing Li, and Shoushan Fan. "Spinning continuous carbon nanotube yarns." *Nature* 419.6909 (2002): 801-801.
- [70] R.Zhang, Mei, Ken Atkinson, and Ray H. Baughman. "Multifunctional carbon nanotube yarns by downsizing an ancient technology." *Science* 306.5700 (2004): 1358-1361..
- [71] Kumar, Satish, et al. "Synthesis, structure, and properties of PBO/SWNT Composites&." *Macromolecules* 35.24 (2002): 9039-9043..

Chapitre II :

Les théories des poutres en milieu élastique

II.1 Théories des poutres

Une poutre est un objet de forme prismatique en trois dimensions, occupant un volume V dans l'espace et dont la longueur est grande par rapport à ses dimensions transversales. Elle est caractérisée par une courbe continue et différentiable, pour laquelle une section droite S est attachée à chaque abscisse. En général, cette courbe constitue la ligne moyenne qui, par définition, est la courbe reliant les centres de gravité G_i de toutes les sections. La position d'un point quelconque du volume V peut être représentée par $P(x,y,z)$. Avec $P(z)$ représente la position du point dans la ligne moyenne et $P(x,y)$ la position dans la section. Le matériau constituant la poutre est homogène, isotrope élastique linéaire[1, 2].



Figure II.1 Poutre droite rectangulaire en 3 D avec le repère (x,y,z) .

Les théories des poutres sont des modèles théoriques employés pour étudier la résistance des matériaux. En fait, il existe divers modèles :

- La théorie d'Euler-Bernoulli, connue sous le nom de théorie classique des poutres (CBT), qui ne tient pas compte de l'influence du cisaillement transversal dans la poutre
- La théorie de la déformation par cisaillement du premier ordre de Timoshenko (FSDT), qui tient compte de l'effet du cisaillement, mais le

considère comme constant le long de l'épaisseur avec l'inclusion de coefficients de correction ;

- La théorie d'ordre supérieur tient compte de l'effet du cisaillement, lequel est variable en fonction de l'épaisseur.

II.1.1 Théorie classique des poutres (Euler-Bernoulli)

La théorie classique des poutres (CBT) repose sur les postulats d'Euler-Bernoulli, selon lesquels une section transversale initialement plane et perpendiculaire à l'axe neutre de la poutre conserve sa planéité et sa perpendicularité après déformation. [3] (Figure II.2).

En plus, en supposant que les normales ne changent pas de longueurs et en prenant en compte la petitesse des déformations, cela va nous donner un déplacement transversal similaire pour tous les points de la même section transversale.

En se basant sur les hypothèses ci-dessus, le champ de déplacement peut se donner par:

$$\begin{cases} u(x, z) = u_0(x) - z \frac{\partial w(x)}{\partial x} \\ w(x, z) = w_0(x) \end{cases} \quad (2.1)$$

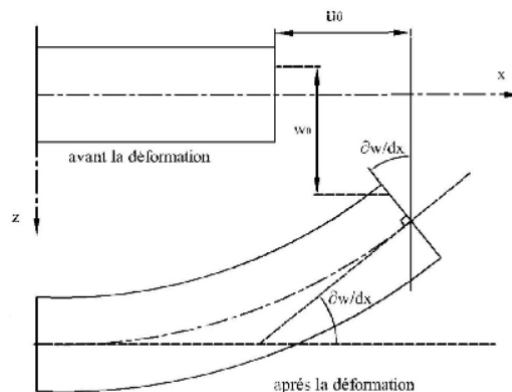


Figure II.2 Cinématique de la théorie classique des poutres.

- u_0 représentant le déplacement de la fibre moyenne,
 - $\frac{\partial w(x)}{\partial x}$ correspondant à la rotation due à la flexion,
- $w_0(x)$ indiquant le déplacement transversal de la fibre moyenne.

Sous ces considérations, les sections droites de la poutre ne subissent aucun glissement, en effet:

$$\gamma_{xz} = \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial x} = 0 \quad (2.2)$$

Qui en résulte une contrainte nulle de cisaillement:

$$\tau_{xz} = \gamma_{xz} G = 0 \quad (2.3)$$

Avec G : le module de cisaillement transverse

En résumé, cette théorie néglige le cisaillement. Bien que le modèle fournisse des résultats satisfaisants pour les poutres élancées, il ne s'applique pas aux poutres courtes.

II.1.2 La théorie de déformation en cisaillement de premier ordre (Timoshenko)

Les études sur la théorie de déformation en cisaillement du premier ordre (FSDT) peuvent être référée dans Reissner et Mindlin[4,5], qui a mené au modèle de plaque de Reissner-Mindlin ainsi que Timoshenko et Woinowsky-Krieger [6], Reddy [7,8].

La théorie de la déformation en cisaillement du premier ordre (théorie de Timoshenko) étend la théorie classique des poutres en intégrant l'effet de cisaillement transverse, grâce à certaines hypothèses. L'hypothèse fondamentale repose sur une modélisation du champ de déplacement à l'intérieur du solide (hypothèse cinématique) : le solide est représenté comme un milieu curviligne, et le champ de déplacement du milieu continu est déterminé à partir de la solution obtenue en supposant qu'une section initialement plane et perpendiculaire à la ligne moyenne reste plane, mais ne demeure plus

perpendiculaire. En tout point du milieu curviligne, la solution du problème peut ainsi être décrite par trois composantes de déplacement (selon x , y et z) et trois rotations (flexions autour des axes y et z , et torsion autour de x). Dans le cas d'une poutre plane chargée dans son plan, seules trois inconnues subsistent : deux translations de la ligne moyenne, $U(s)$ et $V(s)$, selon x et z à l'abscisse s , et une rotation, $\theta(s)$ représentant la flexion autour de y . Le champ de déplacement en un point $M(x, z)$ quelconque s'exprime alors en fonction de ces inconnues (voir Figure II.3).

$$u(x, z) = u_0(x) - z \frac{\partial w}{\partial x} + z \phi_y \quad (2.4)$$

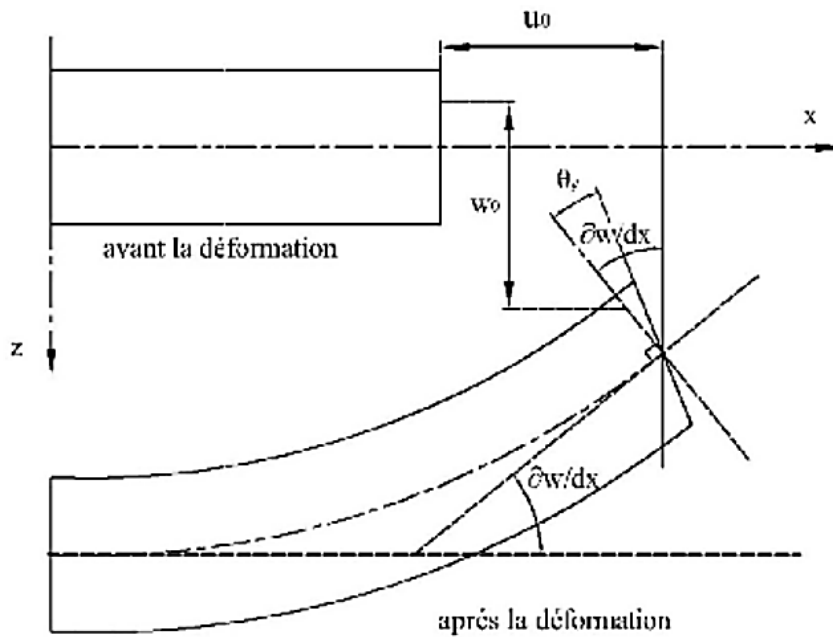


Figure II.3 Schéma de principe de la théorie des poutres de Timoshenko (FSDT).

Ce champ se constitue en trois parties :

- Le déplacement axial de la membrane $u_0(x)$
- Le déplacement axial dû à la flexion $z \frac{\partial u(x)}{\partial x}$
- Le déplacement dû au cisaillement $z\phi_y$, où ϕ_y est la rotation due au cisaillement.

Si on veut calculer la contrainte de cisaillement :

$$\gamma = \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} = -\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial x} + \phi_y = \phi_y \quad (2.5)$$

Et. (2.6):

$$\tau_{xz} = G\gamma \neq 0 \quad (2.6)$$

Donc, cette théorie a corrigé le défaut de la théorie classique qui ne tient pas compte du cisaillement transverse, mais au même temps ces contraintes sont constantes à travers l'épaisseur, ce qui ne représente pas la réalité. Pour cela, les chercheurs ont trouvé des coefficients correcteurs pour régler ce problème.

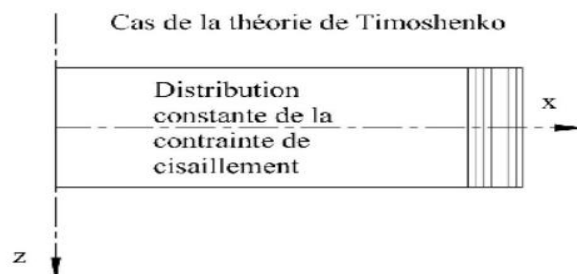


Figure II.4 La distribution (constante) des contraintes de cisaillement à travers l'épaisseur dans la théorie de Timoshenko.

Les facteurs de correction sont calculés par comparaison entre l'énergie de cisaillement transverse du 1er ordre et celle d'ordre supérieur [9]; [10]; [11]. Un calcul plus exact trouvé dans la référence [9] ; [12]; [13]; [14].

D'ailleurs pour éviter l'introduction d'un facteur de correction, des théories de déformation en cisaillement d'ordre élevée ont été développées.

II.1.3 Théorie de déformation en cisaillement d'ordre élevé (HSDT)

La théorie HSDT (Higher-Order Shear Deformation Theory) améliore les approches classiques en relâchant l'hypothèse cinématique. Cela est accompli en introduisant une distribution non linéaire (d'ordre supérieur) des déplacements dans le plan selon l'épaisseur. Aucun facteur de correction du cisaillement n'est requis avec cette théorie. [15].

- **Hypothèses de base (HSDT)**

- ✓ La section, initialement plane et perpendiculaire à l'axe neutre avant déformation, perd cette perpendicularité et planéité après déformation, comme illustré dans la la Figure II.5
- ✓ Les normales ne changent pas de longueur [16].

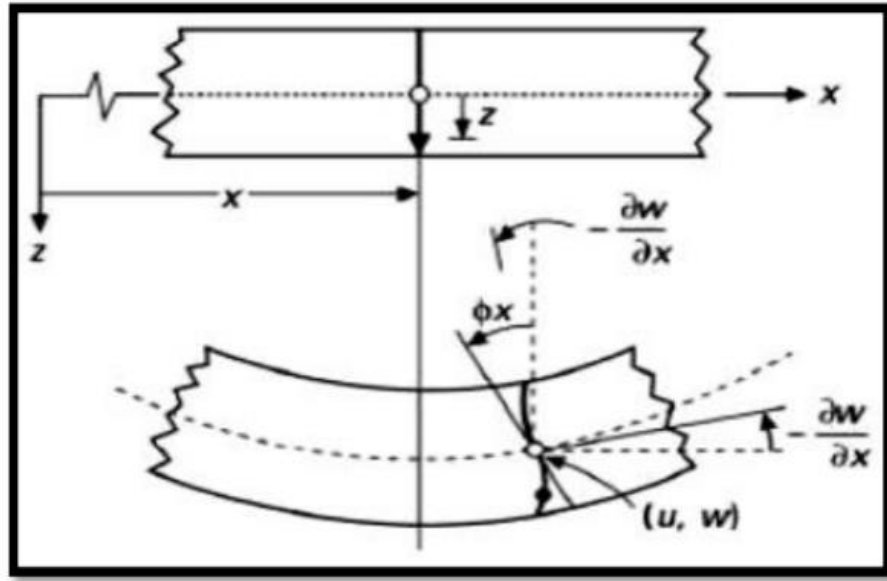


Figure II.5: Schématisation des déformations des poutres selon la théorie «HSDT».[17]

- **Le champ de déplacement et déformation selon (HSDT)**

En se basant sur les hypothèses mentionnées précédemment, le champ de déplacement de la théorie de la déformation par cisaillement d'ordre supérieur (HSDT) peut être formulé comme suit :

$$U(x, z) \begin{cases} u(x, z) = u_0(x) - z \frac{\partial w_0}{\partial x} + f(z) \phi_x(x) \\ w(x, z) = w_0(x, y) \end{cases} \quad (2.7)$$

Avec :

(u_0, w_0) représentant les déplacements en membrane.

ϕ_x désignant la rotation autour de l'axe x.

Le champ de déformation lié au champ de déplacement de la théorie (HSDT) est obtenu selon l'équation suivante:

$$\varepsilon_x = \frac{\partial u}{\partial x} = \varepsilon_{x,0} + z j_x + f(z) k_x \quad (2.8)$$

$$\gamma_{xz} = \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} = g(z) \phi_x(x) \quad (2.9)$$

Où

$$\varepsilon_{x,0} = \frac{\partial u_0}{\partial x}, \quad j_x = -\frac{\partial^2 w_0}{\partial x^2}, \quad k_x = \frac{\partial \phi_x(x)}{\partial x} \quad (2.10)$$

La fonction $f(z)$ représenté le gauchissement et sa dérivé $f'(z)$ le cisaillement tels que:

$$g(z) = \frac{df(z)}{dz} \quad (2.11)$$

Les théories classiques sont récupérées comme cas particuliers en définissant

$f(x) = 0$ pour (EBT) Alors que $f(x) = x$ pour la théorie de premier ordre (FSDT):[15]

Les chercheurs ont proposé plusieurs modèles de la fonction de gauchissement dans la théorie d'ordre supérieur (HSDT). Le tableau II.1 montre les différents types de fonctions de gauchissement caractérisant dans une chaque approche.

Tableau II.1 Différentes type de fonction $f(z)$ selon les théories HSDT.

Type de fonction	L'approche	Fonction $f(z)$	Fonction $g(z)$
Fonctions polynomiales	(Ambartsumian 1960)	$\frac{h^2}{8}z - \frac{z^3}{6}$	$\frac{h^2}{8} - \frac{z^2}{2}$
	(Reissner 1975)	$\frac{5}{4}z - \frac{5z^3}{3h^2}$	$\frac{5}{4} - \frac{5z^2}{h^2}$
	(Reddy 1984)	$z - \frac{4z^3}{3h^2}$	$1 - \frac{4z^2}{h^2}$
Fonctions exponentielles	(Karama, Afaq, and Mistou 2003)	$z \cdot e^{-2(\frac{z}{h})^2}$	$e^{-2(\frac{z}{h})^2} \cdot (1 - \frac{4z^2}{h^2})$
	(Mantari, 2011)	$z \cdot 2.85^{-2(\frac{z}{h})^2} + 0.028 \cdot z$	$2.85^{-2(\frac{z}{h})^2} \cdot \left(1 - 4.189275976 \frac{z^2}{h^2}\right) + 0.028$
	(Aydogdu 2009)	$z \cdot \alpha^{\frac{-2(z/h)^2}{\ln \alpha}}, \alpha = 3$	$\alpha^{\frac{-2(\frac{z}{h})^2}{\ln \alpha}} \cdot (1 - \frac{4z^2}{h^2})$
Fonctions trigonométriques	(Touratier 1991)	$\left(\frac{h}{\pi}\right) \cdot \sin\left(\frac{\pi \cdot z}{h}\right)$	$\cos\left(\frac{\pi \cdot z}{h}\right)$
	(Arya, 2002)	$\sin\left(\frac{\pi \cdot z}{h}\right)$	$\left(\frac{\pi}{h}\right) \cdot \cos\left(\frac{\pi \cdot z}{h}\right)$
	(Mechab et al. 2014)	$\frac{z \cdot \cos(1/2)}{-1 + \cos(1/2)} - \frac{h \cdot \sin(z/h)}{-1 + \cos(1/2)}$	$\frac{\cos(1/2)}{-1 + \cos(1/2)} - \frac{\cos(z/h)}{-1 + \cos(1/2)}$
Fonctions hyperboliques	(Soldatos 1992)	$h \cdot \sinh\left(\frac{z}{h}\right) - z \cdot \cosh\left(\frac{1}{2}\right)$	$\cosh\left(\frac{z}{h}\right) - \cosh\left(\frac{1}{2}\right)$
	(El Meiche et al. 2011)	$\frac{\left(\frac{h}{\pi}\right) \cdot \sinh\left(\frac{\pi \cdot z}{h}\right) - z}{\cosh(\pi/2) - 1} - z$	$\frac{\cosh\left(\frac{\pi \cdot z}{h}\right) - 1}{\cosh(\pi/2) - 1} - 1$
	(Čukanović et al. 2018)	$z \cdot (\cosh\left(\frac{z}{h}\right) - 1.388)$	$\frac{z}{h} \cdot \sinh\left(\frac{z}{h}\right) + \cosh\left(\frac{z}{h}\right) - 1.388$

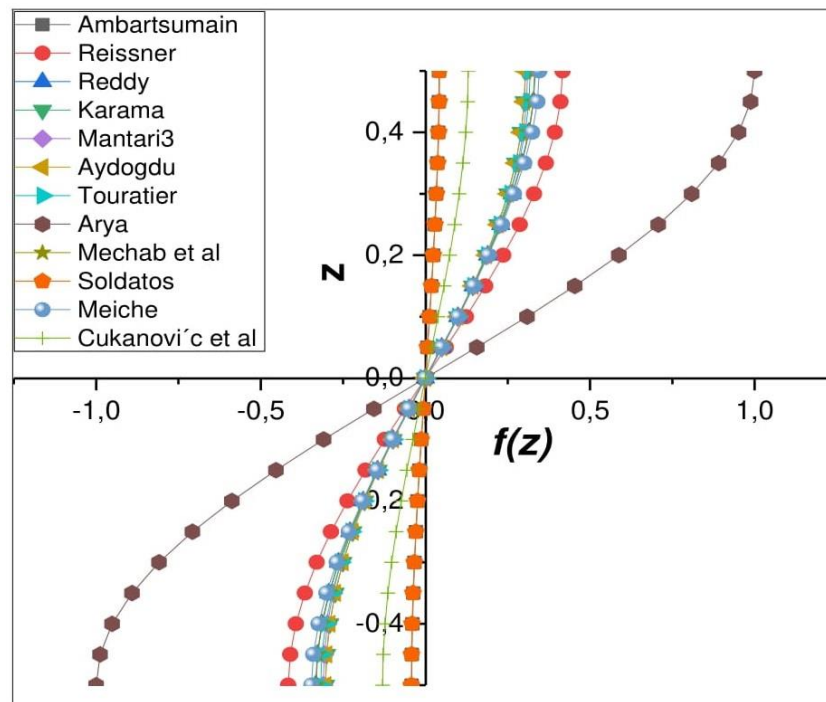


Figure II.6 : Variation de $f(z)$ en fonction de l'épaisseur basée sur la littérature

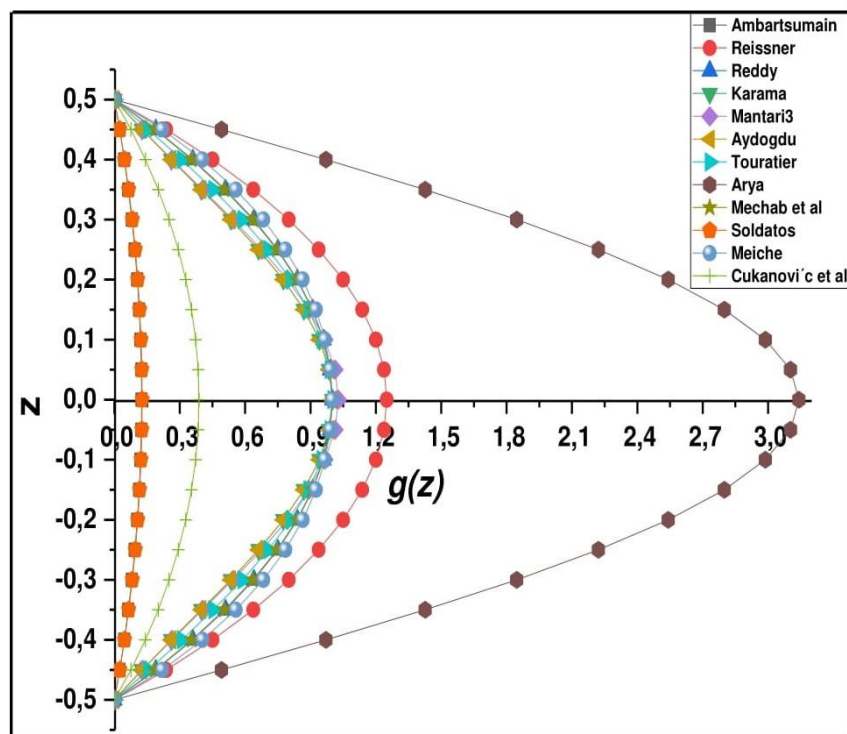


Figure II.7 : Variation de $g(z)$ en fonction de l'épaisseur basée sur la littérature.

La théorie d'ordre élevé (HSDT) est présentée dans des travaux tels que ceux de Gul et Aydogdu [18], qui étudient la propagation d'ondes transversales dans des nanotubes de carbone à simple et double paroi à l'aide de cette théorie. Par ailleurs, Maachou et al. [19] ont proposé un modèle de poutre de Levinson non locale pour analyser les vibrations libres de SWCNT de type zigzag, en tenant compte des effets thermiques.

Benguediab et al. [20] ont étudié l'impact thermique sur les propriétés vibratoires des nanotubes SWCNT de type armchair et zigzag, en appliquant la théorie parabolique non locale. Tounsi, Semmah et Bousahla [21] ont exploré le flambage thermique des nanopoutres à l'aide d'une théorie non locale avancée d'ordre supérieur. Zhang et al. [22] ont examiné la propagation des ondes dans des poutres CNTRC reposant sur une fondation élastique, en utilisant différentes théories de poutres d'ordre supérieur. Chen et al. [23] ont analysé les vibrations transversales des DWCNT dans un milieu élastique soumis à des gradients thermiques et à des champs électriques, en se basant sur la théorie non locale de Reddy. Kiani et Wang [24] ont appliqué une théorie non locale d'ordre supérieur pour étudier les ondes transversales dans les SWCNT influencées par un champ magnétique.

II.2 La modélisation d'un corps massif en appui sur un milieu élastique

Dans le domaine de la mécanique, il existe plusieurs approches de modélisation du solide qui repose dans un environnement élastique (sol, matrice polymère, etc.) : Winkler dès 1867, puis Filonenko et Borodich dès 1940, Hetényi dès 1950, Winkler-Pasternak dès 1954, Vlasov dès 1960 et Kerr dès 1964. [25]; [26]; [27]; [28].

II.2.1 Modèle élastique à un seul paramètre (Winkler)

Du point de vue historique, on peut affirmer que ce modèle, initialement développé pour l'analyse des voies ferrées, a démontré son utilité, à commencer par Boussinesq en 1885, qui a examiné le problème d'un milieu élastique linéaire homogène semi-infini et isotrope soumis à une charge verticale concentrée (P)[29]. Vesic 1961, a comparé les résultats d'une poutre infinie sur une fondation élastique. En utilisant l'approche de Winkler, il a trouvé que l'hypothèse de Winkler est pratiquement vérifiée pour les poutres assez longues [30] mais pas pour les poutres de longueur finie, de section variable (moment d'inertie variable) ou pour un changement de module de réaction du sol de support [31]. En 1967, Gibson a confirmé la discontinuité de translation qui se manifeste entre la partie chargée et la partie non chargée de la surface de la fondation (sol-Gibson) (figure 2.8). Il a découvert que les déplacements sont pratiquement constants sous la zone chargée et sont négligeables en dehors de cette zone [27;30]. Gibson a par la suite confirmé utilisation du système de Winkler appliqué aux sols, en général, et aux sables qui ont un coefficient d'élasticité qui croît en fonction de la profondeur. [30].

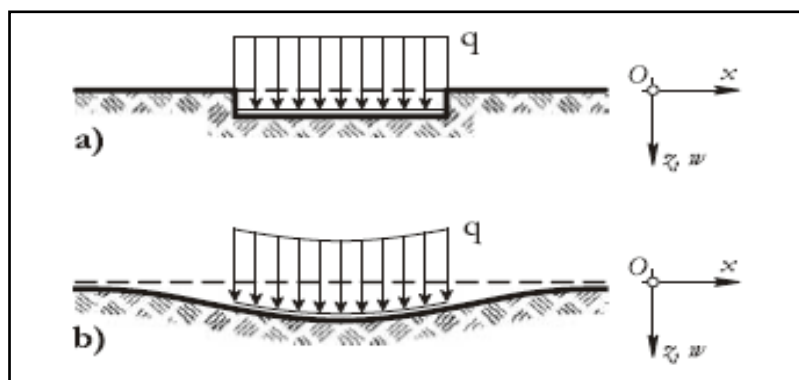


Figure II.8 Les déformations dans les structures élastiques sous pression homogène a - Fondation Winkler; b - fondations pratiques (réel) du sol [25; 26].

Le modèle de Winkler considère une poutre posée sur un support élastique (fondation), représentée par un ensemble de ressorts latéraux verticaux indépendants, tous identiques, rapprochés à l'infini, sans aucun effet de verrouillage, élastiquement linéaires et d'une rigidité constante. $k_w(x)$ (figure 2.9)[27;32;33]. Ce modèle ne tient pas compte des déformations de cisaillement transversal afin de faciliter les solutions analytiques [32]. La discontinuité de Gibson est confirmée pour ce modèle (Figure 2.9 a et b) et les tassements de la zone chargée dans le cas d'une fondation rigide sont identiques dans le cas d'une fondation flexible (Figure II.9c,d) [29]. Cette méthode consiste à établir une relation linéaire entre le débat algébrique normal de la structure et la force de contact entre la poutre et la fondation élastique [34]. Dans cette approche, cette déformation de la fondation est limitée aux zones chargées et, en dessous de cette zone, les déformations deviennent nulles, si bien que les ressorts ne sont pas touchés hors de la zone soumise à la charge.

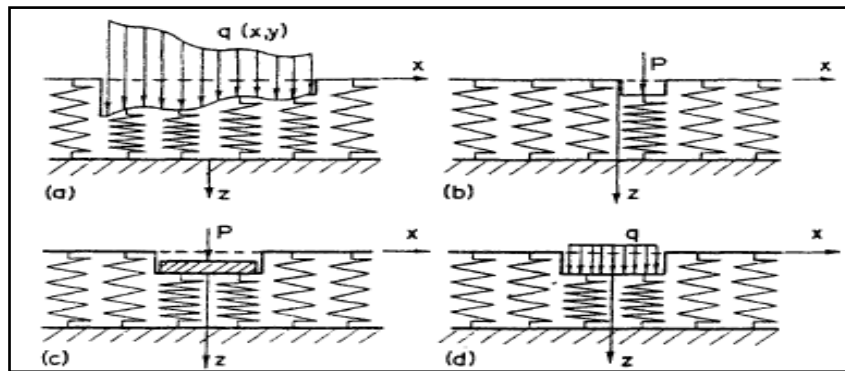


Figure II.9Modèle de Winkler[35]

(a) une charge quelconque, (b) une charge focalisée, (c) des fondations solides, (d) des fondations flexibles.

La raideur $k_w(x)$ ci-dessus est désignée sous le nom de constante de proportionnalité [36] et est appelée module de réponse de sol support [30]. Dans le cas d'un solide linéaire [33] à rigidité constante [31], nous pouvons exprimer la relation pression-flexion à chaque point suivant l'Eq.(2.12), (figure 2.10):

$$f(x) = q(x) = -k_w w(x) \quad (2.12)$$

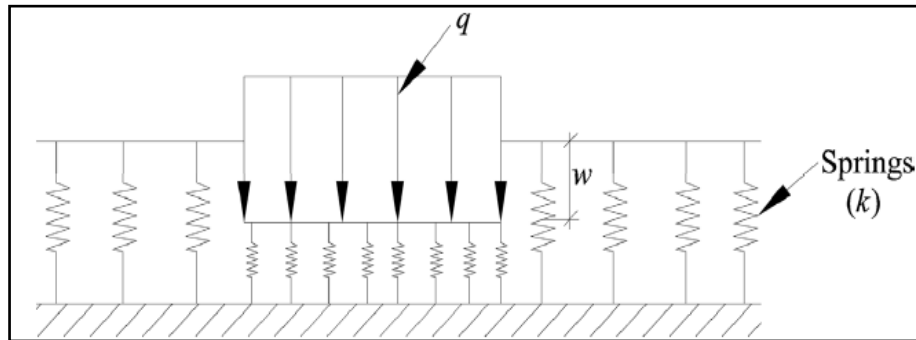


Figure II.10 Le modèle de Winkler (le déplacement en cas de charge répartie).

$k_w(x)$ est la réaction sous-jacente proportionnel au module de Young module du milieu élastique, $w(x)$: déflexion.

II.2.2 Modèle élastique à deux et plusieurs paramètres

Des théories visant à perfectionner le modèle de Winkler ont été mises en place, en imaginant divers types de liaisons telles que des couches de cisaillement et des poutres le long des ressorts introduits par Winkler, notamment : Filonenko-Borodich, 1940 ; Hetényi, 1950 ; Pasternak, 1954 ; Vlasov, en 1960 et Kerr, 1964 [29;37]. Le but de ces théories est de proposer une représentation du support de fondation qui soit aussi près que possible de la réalité. En plus du modèle de Winkler représenté par des ressorts de raideur $k_w(x)$, les modèles multiparamétriques comportent d'autres paramètres associés au support ou à des couches d'interface fictives. Dans le cas particulier où ceux-ci s'annulent, la modélisation mécanique de la fondation converge vers la modélisation de Winkler [29].

II.2.2.1 Modèle Filanencko Borodich (1940)

Il s'agit d'un modèle à deux paramètres qui exige l'introduction d'une continuité entre les différents éléments des ressorts du modèle de Winkler.

Pour ce faire, les ressorts sont connectés à une fine membrane élastique soumise à une tension (traction) N constante (Figure II.11)

La réaction du modèle peut être exprimée mathématiquement comme suit :

- Pour une fondation rectangulaire ou circulaire Eq. (2.13) :

$$p = kw - N\nabla^2 w \quad (2.13)$$

- Pour une bande de fondation Eq. (2.14) :

$$p = kw - N\nabla^2 \frac{d^2 w}{d^2 x} \quad (2.14)$$

Où, N est la force de traction.

et le Laplacien est définit par Eq. (2.15) :

$$\nabla^2 = \left(\frac{\partial^2}{\partial^2 x} + \frac{\partial^2}{\partial^2 y} \right) \quad (2.15)$$

Par conséquent, l'interaction des éléments à ressort est caractérisée par l'intensité de la tension N dans la membrane.

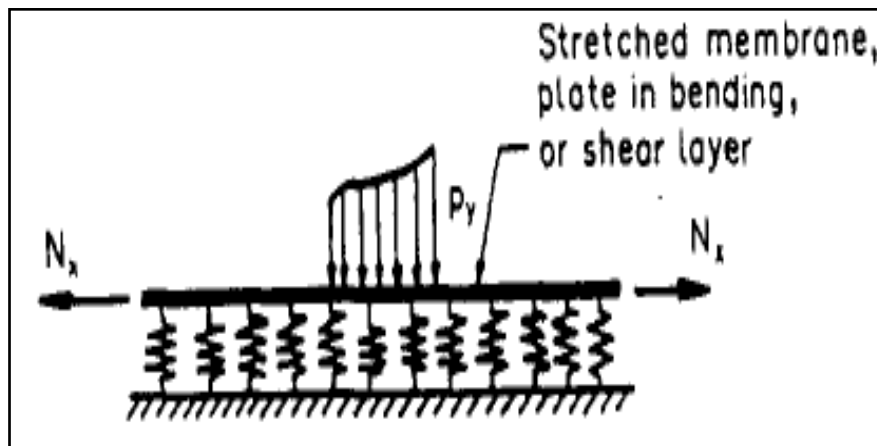


Figure II.11 Modèle Filanenko-Borodich [26].

II.2.2.2 Le modèle d'Hetenyi (1950)

Ce modèle proposé dans la littérature peut être envisagé en tant que juste compromis entre deux approches extrêmes (c'est-à-dire la fondation de Winkler et le milieu continu isotrope). Dans ce modèle, on obtient l'interaction entre des ressorts discrets en incorporant une poutre ou une plaque élastique de rigidité, laquelle ne connaît que des déformations de flexion (Figure II.12) [37].

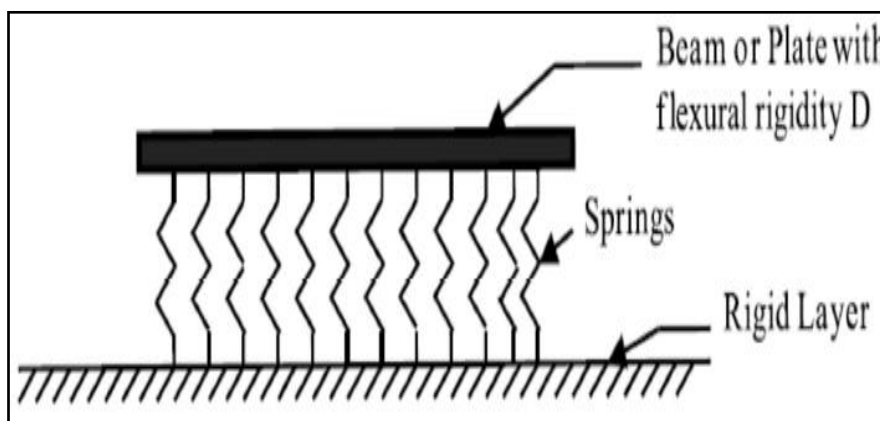


Figure II.12 Modèle de fondation d'Hetenyi [37].

Ainsi en ajoutant au modèle de Winkler la rigidité de la plaque D , la relation de déflexion de pression s'écrit Eq. (2.16):

$$p = kw + D\nabla^4 w \quad (2.16)$$

Avec le laplacien est calculé par Eq. (2.17):

$$\nabla^4 = \left(\frac{\partial^4}{\partial^4 x} + \frac{\partial^4}{\partial^4 y} + 2 \frac{\partial^4}{\partial x^2 \partial y^2} \right) \quad (2.17)$$

Où D représente la rigidité en flexion de la plaque ou de la poutre élastique, donné par Eq. (2.18):

$$D = (E_p h_p^3) / (12(1 - \mu_p)^2) \quad (2.18)$$

p est la pression dans l'interface entre la plaque et les ressorts, E_p et μ_p sont le module de Young et le coefficient de poisson de la plaque ou de la poutre, h_p est l'épaisseur de la plaque ou de la poutre.

II.2.2.3 Modèle de Pasternak (1954)

Pasternak (1954) [38] a également développé un modèle fondé sur celui de Winkler. Il a postulé l'existence d'une interaction de cisaillement entre les ressorts, réalisée en les connectant à une couche horizontale incompressible, ne se déformant qu'en cisaillement transversal (Figure II.13). Les déformations et les forces dans cette couche de cisaillement sont équilibrées par le module de Pasternak, noté G_p .

La relation entre la pression de contact et le tassement du terrain, selon Pasternak, est donnée par l'équation suivante (2.19)

$$p(x) = k_w w(x) - G_p \frac{\partial^2 w(x)}{\partial x^2} \quad (2.19)$$

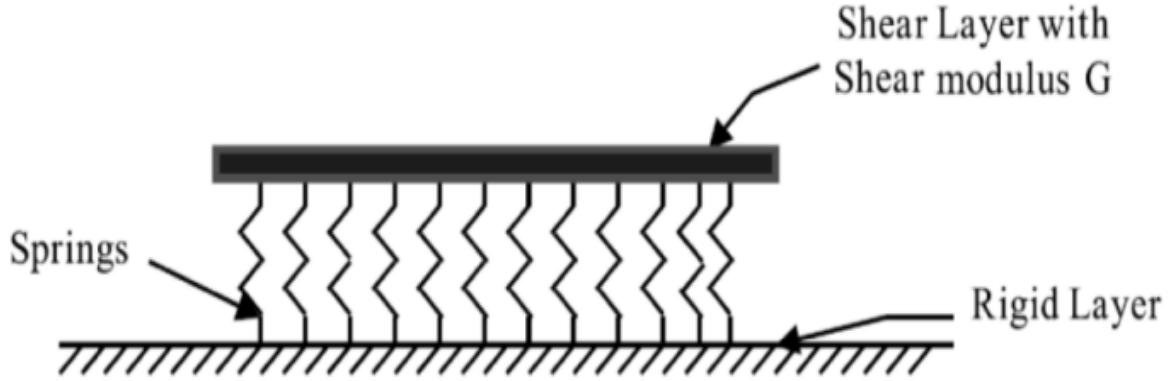


Figure II.13 Schéma du modèle de Pasternak.

II.2.2.4 Modèle Reissner (1958)

En 1958, Reissner a présenté un modèle incorporant les contraintes et les déplacements, simplifiant ainsi les équations fondamentales d'un milieu élastique isotrope linéaire et continu. Les contraintes dans le plan (x, y), sur toute l'épaisseur de la sous-couche, ainsi que les composantes de déplacement u, v et w selon les directions x, y respectivement, satisfont les conditions des équations (2.20) et (2.21) [37].

$$\sigma_x = \sigma_y = \sigma_z = \tau_{xy} = 0 \quad (2.20)$$

$$\begin{cases} u = v = w = 0 & \text{à } z = H \\ u = v = 0 & \text{à } z = 0 \end{cases} \quad (2.21)$$

La fonction du modèle de Reissner est donnée par l'Eq (2.22):

$$c_1 w - c_2 \frac{d^2 w}{dx^2} = q - \frac{c_2}{4c_1} \frac{d^2 q}{dx^2} \quad (2.22)$$

Où: w est le déplacement vertical de la surface de la couche élastique et q la charge externe. Les constantes c_1 et c_2 caractérisent la réaction du sol, ils sont liés à E_s et G par :

$$\begin{cases} c_1 = \frac{E_s}{H} \\ c_2 = \frac{HG}{3} \end{cases} \quad (2.23)$$

Où E_s , et G sont respectivement le module d'élasticité et le module de cisaillement du milieu élastique.

II.2.2.5 Modèle de Vlasov (1960)

En 1960, Vlasov a choisi l'approche de continuité facilitée basée sur le principe de variation et a dérivé un modèle de base à deux paramètres. Dans cette méthode, la fondation a été assimilée à une couche élastique et les contraintes ont été appliquées en limitant la déflexion de la fondation à une forme de mode adéquate, $\phi(z)$, le modèle de Vlasov à deux paramètres (figure II.14) prend en compte l'effet de l'énergie de déformation de cisaillement négligée dans le sol et les forces de cisaillement provenant du sol environnant en introduisant un paramètre arbitraire, γ , pour caractériser la distribution verticale de la déformation dans le sous-sol [27, 37].

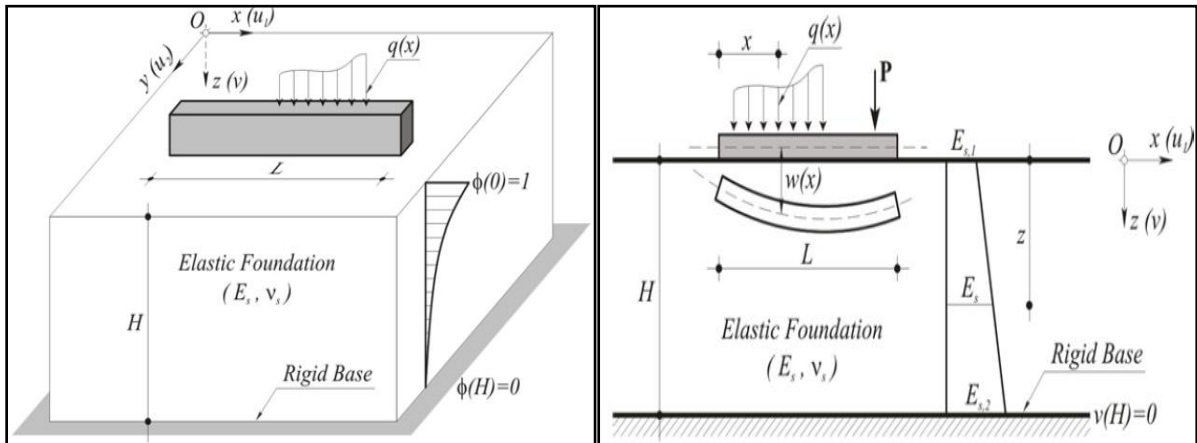


Figure II.14 Poutre reposant sur une fondation de Vlasov [27].

Considérons une poutre appuyée sur un milieu élastique à deux paramètres (figure 2.14). La réaction de ce milieu à deux paramètres à une charge répartie, $q(x)$, est décrite par l'équation (2.24) :

$$p(x) = k_s(x)Bw(x) - k_1(x)B \frac{d^2 w(x)}{dx^2} \quad (2.24)$$

B est l'épaisseur de la poutre ; w est la déflexion de la ligne moyenne de la poutre ; k_s la raideur du sol élastique.

En utilisant le calcul vibrationnel, les paramètres du modèle de Vlasov sont exprimés selon l'Éq. (2.25) et l'Éq. (2.26) [36]

$$k_s = \int_0^H \frac{E_s(1-\nu_s)}{(1+\nu_s)(1-2\nu_s)} \left(\frac{d\varphi}{dz} \right)^2 dz \quad (2.25)$$

$$k_1 = \int_0^H \frac{E_s}{2(1+\nu_s)} \varphi^2 dz \quad (2.26)$$

Avec $\varphi(z)$ est donnée par l'Éq. (2.27) :

$$\varphi(z) = \frac{\sinh \gamma(1 - \frac{z}{H})}{\sinh \gamma} \quad (2.27)$$

C'est une fonction définissant la variation de la déviation $v(x, y)$, dans la direction z , qui satisfait la condition limite selon l'Éq (2.28) suivante :

$$\left(\frac{\gamma}{H} \right)^2 = \frac{1-2\nu_s}{2(1-\nu_s)} \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{dw}{dx} \right)^2 dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} w^2 dx} \quad (2.28)$$

Puisque γ n'est pas connu a priori, pour cela, en supposant initialement une valeur approximative de γ , les valeurs de k_s et k_1 sont alors évaluées à l'aide des

(Éq. (2.25) et Éq. (2.26). À partir de la solution de la déflexion de la poutre, la valeur de γ est calculée à l'aide de l'Éq. (2.28). La nouvelle valeur de γ est à nouveau utilisée pour calculer les nouvelles valeurs de k_s et k_1 . On utilise un processus itératif, la procédure est répétée jusqu'à ce que deux valeurs successives de γ soient approximativement égales [36].

II.2.2.6 Modèle de Kerr (1964)

Dans le modèle de Kerr (1964) [39], l'interaction entre les ressorts indépendants du modèle de Winkler est assurée par une couche horizontale incompressible située entre deux couches de sol distinctes (voir Figure II.15). La fonction de réponse associée à ce modèle est donnée par l'équation suivante.

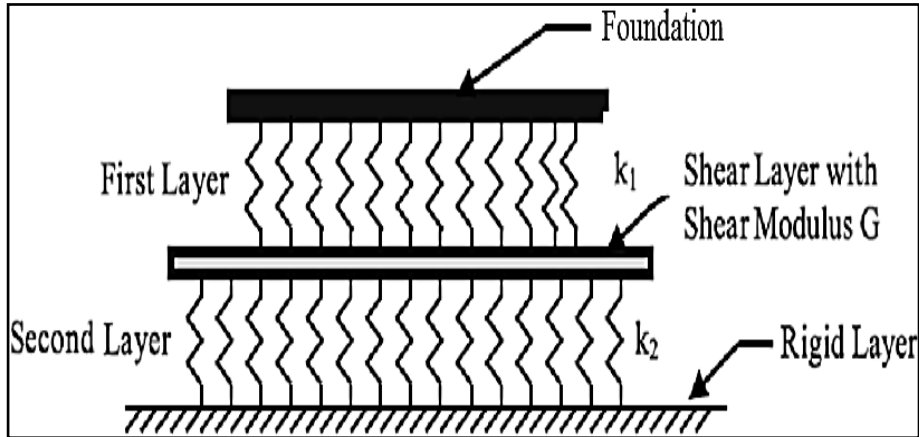


Figure II.15Modèle de Kerr

$$\left(1 + \frac{k_2}{k_1}\right) p(x) = \frac{G}{k_1} \frac{\partial^2 p(x)}{\partial x^2} + k_2 w(x) - G \frac{\partial^2 w(x)}{\partial x^2} \quad (2.29)$$

II.3 Conclusion

Le contenu de ce chapitre nous a permis d'aborder un nombre de modèles et de théories de la mécanique, en particulier les théories des poutres (théorie classique, du premier ordre et d'ordre élevé) et les différents modèles de représentation de la liaison solide-milieu élastique. Au cours de la première partie, on a examiné les théories des poutres et on a constaté que dans la théorie classique des poutres (CBT), fondée sur l'hypothèse que les sections planes et normales avant la déformation restent planes et normales à cette surface après la déformation, il en résulte que les contraintes de cisaillement transversales sont négligées et que, par conséquent, les résultats sont moins bons pour les éléments de forte épaisseur. Le modèle de Timochenko pour les poutres et le modèle de Reissner et Mindlin pour les plaques ont donc réglé ce problème, avec une nouvelle théorie connue sous le nom de déformation par cisaillement du premier ordre (FSDT). Dans cette théorie, la relation entre les forces de cisaillement résultantes et les contraintes de cisaillement est influencée par des facteurs de correction du cisaillement. Par la suite, Reddy a développé une théorie simple d'ordre supérieur qui tient compte d'une variation parabolique des contraintes de cisaillement transversales à travers l'épaisseur, sans qu'il soit nécessaire d'utiliser des coefficients de correction de cisaillement dans le calcul des contraintes de cisaillement. En outre, on peut dire que toutes ces méthodes présentent leurs propres avantages : CBT en raison de sa facilité et de son faible coût de calcul, elle est parfaitement appropriée aux poutres minces et de petite taille par opposition aux poutres épaisses, ce qui est avantageux dans le cas des nanopoutres, (FSDT et HSDT) en raison de leur exactitude et de leur proximité avec la vérité, cependant la divergence entre l'état de contrainte réel et l'état de contrainte constant prévu par FSDT, est corrigée en multipliant les forces de cisaillement transversales par un coefficient, nommé le facteur de correction de cisaillement.

Dans la deuxième section, il existe plusieurs façons de modéliser mécaniquement un solide qui repose sur un milieu élastique, que l'on distingue généralement en modèles élastiques à un paramètre et en modèles élastiques à plusieurs paramètres : dans le premier modèle donné par Winkler, la déformation est prise en compte seulement sur la partie chargée et sans cisaillement, et la déformation est proportionnelle à la raideur du sol. Pour le second modèle, cette déformation est réputée continue même pour la partie non chargée. Plusieurs représentations et modèles de la couche élastique ont donc été envisagés pour résoudre le problème.

Pour finir, on peut affirmer que les diverses théories traitées dans ce chapitre constitueront la base du calcul et de la modélisation de notre problème, qui sera traité dans les chapitres suivants de cette thèse de doctorat.

Référence

- [1] Delaplace, Arnaud, Fabrice Gatuingt, and Frédéric Ragueneau. *Mécanique des structures: résistance des matériaux: aide mémoire*. Dunod, 2008.
- [2] Ferradi Mohammed-Khalil (2016), Nouveaux modèles d'éléments finis de poutres enrichis, Thèse de Doctorat, Université Paris-Est.
- [3] Reddy, J. N. (2006). *Theory and Analysis of Elastic Plates and Shells* (2nd ed.). CRC Press. (Discusses Euler-Bernoulli assumptions in detail.)
- [4] Reissner, Eric. "The effect of transverse shear deformation on the bending of elastic plates." (1945): A69-A77.
- [5] Mindlin R.D (1951), Influence of rotary inertia and shear on flexural motions of isotropic, elastic plates, *Journal of Applied Mechanics*, vol. 18, pp. 31-38.
- [6] Timoshenko, S. and Woinowsky-Krieger, S. (1959), *Theory of Plates and Shells*, New York: McGraw-Hill.
- [7] Reddy J. N., C. M. Wang, K. H. Lee, (1997), Relationships between bending solutions of classical and shear deformation beam theories, *International Journal of Solids and Structures*, vol. 34(26), pp. 3373-3384.
- [8] Reddy J. N. (1999), *Theory and Analysis of Elastic plates*, Taylor & Francis, Philadelphia.
- [9] Shyang-Ho Chi, Yen-Ling Chung, 2006, "Mechanical Behavior of Functionally Graded Material Plates Under Transverse Load-Part I: Analysis", *Inter. J. of Solids and Structures*; 43: 3657-3674.
- [10] A.R. Davoodinik, , 2005, "Mechanical Behavior Analysis of FGM Timoshenko's Beam", Ph.D. dissertation, Tarbiat Modarres University, Tehran.
- [11] A.C. Ugural, 1981, "Stresses in Plates and Shells", McGraw- Hill, New York.
- [12] J.L.Nowinski, 1978, "Theory of Thermo Elasticity with Applications", Sijthoff & Noordhoff International Publishers.
- [13] Z.Zhong, , Yu, T., 2007, "Analytical Solution of a Cantilever Functionally Grade Beam", *Composites Science and Technology*; 67: 481.488
- [14] A.Chabraborty, Gopalakrishnan, S., Reddy, J.N., 2003, "A New Beam Finite Element for the Analysis of Functionally Graded Materials", *International Journal of Mechanical Science*; 45: 519.539.
- [15] D'Ottavio, Michele, and Olivier Polit. 2017. *Classical, First Order, and Advanced Theories*. Elsevier.
- [16] Benmansour L. D. 2021. "Formalisme Unifié Pour l ' Étude de La Stabilité Des Nanotubes de Carbone et Des Microtubules."
- [17] Abbes, E. (2019). *Analyse dynamique des nano-poutres en FGM Analyse dynamique des nano-poutres en FGM sous l'action d'une charge mobile*. Djillali Liabès de Sidi Bel Abbès.
- [18] Gul, Ufuk, and Metin Aydogdu. 2023. "Transverse Wave Propagation Analysis

- in SingleWalled and Double-Walled Carbon Nanotubes via Higher-Order Doublet Mechanics Theory.” *Waves in Random and Complex Media* 33(3):762–93.
- [19] Maachou, Mohamed, Mohamed Zidour, Habib Baghdadi, Nouredine Ziane, and Abdelouahed Tounsi. 2011. “A Nonlocal Levinson Beam Model for Free Vibration Analysis of Zigzag Single-Walled Carbon Nanotubes Including Thermal Effects.” *Solid State Communications* 151(20):1467–71.
- [20] Benguediab, Soumia, Abdelouahed Tounsi, Mohamed Zidour, and Abdelwahed Semmah. 2014. “Chirality and Scale Effects on Mechanical Buckling Properties of Zigzag DoubleWalled Carbon Nanotubes.” *Composites Part B: Engineering* 57:21–24.
- [21] Tounsi, Abdelouahed, Abdelwahed Semmah, and Abdelmoumen Anis Bousahla. "Thermal buckling behavior of nanobeams using an efficient higher-order nonlocal beam theory." *Journal of Nanomechanics and Micromechanics* 3.3 (2013): 37-42
- [22] Zhang, Yi-Wen, Hao-Xuan Ding, Gui-Lin She, and Abdelouahed Tounsi. 2023. “Wave Propagation of CNTRC Beams Resting on Elastic Foundation Based on Various Higher-Order Beam Theories.” *Geomechanics and Engineering* 33(4):381–91.
- [23] Chen, Jinping, Mohamad Khaje Khabaz, Mohammad Mehdi Ghasemian, Farag M. A. Altalbawy, Abduladheem Turki Jalil, S. Ali Eftekhari, Mohammad Hashemian, Davood Toghraie, and Zeid Fadel Albahash. 2023. “Transverse Vibration Analysis of Double Walled Carbon Nanotubes in an Elastic Medium under Temperature Gradients and Electrical Fields Based on Nonlocal Reddy Beam Theory.” *Materials Science and Engineering: B* 291:116220.
- [24] Kiani, Keivan, and Quan Wang. 2012. “On the Interaction of a Single-Walled Carbon Nanotube with a Moving Nanoparticle Using Nonlocal Rayleigh, Timoshenko, and Higher-Order Beam Theories.” *European Journal of Mechanics-A/Solids* 31(1):179–202.
- [25] Emile Youssef (1994), Etude théorique et expérimentale du flambement des pieux, Matériaux, Ecole Nationale des Ponts et Chaussées.
- [26] P. Zimmos Mourwlato AND Michael G. Parsons (1987), A finite element analysis of beams on elastic foundation including shear and axial effects Computer and Structures Vol. 27. No. 3. pp. 323-331.
- [27] Iancu-Bogdan Teodoru. EBBEF2p (2009.a), A Computer Code for Analysing Beams on Elastic Foundations, Intersections/Intersect II, V.6, N.1.
- [28] Vinod Kumar Rajpurohit, N.G. Gore, V. G. Sayagavi(2014), Analysis of Structure Supported on Elastic Foundation. *International Journal of Engineering and Advanced Technology (IJEAT)* ISSN: 2249 – 8958, V 4 Issue-1.

-
- [29] Iancu-Bogdan, Teodoru; Vasile Muşat(2008), Beam elements on linear variable two-parameter elastic foundation, Bul. Inst. Polit. Iaşi, t. LIV (LVIII), f. 2.
- [30] Chandra S., Madhira R. Madhav , N.G.R.Iyengar, (1987), a new model for nonlinear subgrades. India MM8-HH.
- [31] Iancu-Bogdan Teodoru(2014), Analysis of beams on elastic foundation: the finite differences approach, Gheorghe Asachi Technical University of Iasi 1-9
- [32] Hetenyi M. (1961), Beams on elastic foundations, University of Michigan Press, Ann Arbor.
- [33] Karasin Abdulhalim, Gultekin Aktas(2014), An approximate solution for plates resting on winkler foundation, International Journal of Civil Engineering and Technology (IJCIET), ISSN 0976 – 6308 (Print), ISSN 0976 – 6316(Online), Volume 5, Issue 11, November, pp. 114-124.
- [34] Edwaerd Tsudik (2013), Analysis of structures on elastic foundation. J.ROSS publishing, p1-585.
- [35] A.P.S. Selvadurai (1979), Elastic analysis of soil-foundation interaction, Developments in Geotech Eng., vol. 17, Elsevier scientific publishing company.
- [36] Iancu-Bogdan Teodoru(2009.b), Beams On Elastic Foundation The Simplified Continuum Approach . Bul. Inst. Polit. Iaşi, t. LV (LIX), f. 4.
- [37] Madhav Madhira, Abhishek S.V. and Rajyalakshmi K. (2015) Modelling Ground–Foundation Interactions, Innovations in Structural Engineering, 1-17, Conference Paper.
- [38] B. Basmaji, Développement d'un modèle analytique d'interaction sol structure pour l'étude du comportement mécanique des structures soumises à un mouvement de terrain - influence des déformations de cisaillement et de la plasticité, Thèse de doctorat, Université de Lorraine, 2016.
- [39] S. Imanzadeh, Effects of uncertainties and spatial variation of soil and structure properties on geotechnical design. Cases of continuous spread footings and buried pipes, Thèse de doctorat, Université Bordeaux 1, 2013.

**Chapitre III :
Simulation
analytique du
flambement des
nanotubes de
carbonemonoparoisin
corporés dans
unmilieu élastique**

III.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous examinons les approches analytiques et les méthodologies permettant de modéliser un nanotube de carbone à paroi unique (NTCMP) en utilisant des équations mathématiques pour décrire la structure.

Tout d'abord, pour simuler le nanotube de carbone, nous adoptons la théorie de la déformation par cisaillement du premier ordre pour les poutres. Cette théorie est utilisée pour modéliser les nanotubes de carbone monoparoi, car le nanotube de carbone est considéré dans ce contexte comme une structure de poutre. Ce modèle a été choisi pour sa simplicité et sa validation bien connue dans plusieurs domaines, fournissant des résultats précis pour les structures fines et légèrement épaisses. La théorie de la déformation par cisaillement du premier ordre capture efficacement la déformation par cisaillement, ce qui est important pour prédire avec précision le comportement mécanique du nanotube.

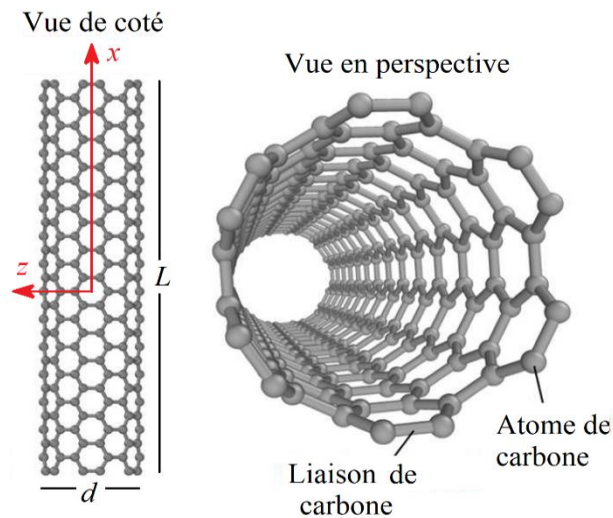


Figure III.1. Géométrie d'un nanotube de carbone mono-paroi.

De plus, pour élargir le champ d'application de notre travail, plusieurs paramètres pertinents sont incorporés dans notre modélisation. Un aspect crucial est la capture des effets à petite échelle sur le comportement de flambement des nanotubes. À cette fin, les équations constitutives d'Eringen sont appliquées.

Ces équations sont particulièrement adaptées aux structures à l'échelle

nanométrique, où les théories classiques peuvent ne pas tenir compte des phénomènes dépendant de la taille. En incorporant les équations d'Eringen, nous pouvons modéliser avec précision l'élasticité non locale, qui est essentielle pour comprendre le comportement mécanique à l'échelle nanométrique.

En outre, les nanotubes de carbone monoparoi sont considérés soumis à un champ magnétique longitudinal. Cette considération inclut la force magnétique de Lorentz, qui est dérivée des relations de Maxwell. L'interaction entre le champ magnétique et le nanotube introduit des complexités supplémentaires qui doivent être prises en compte dans le processus de modélisation. En intégrant les effets du champ magnétique, nous pouvons explorer l'influence des forces magnétiques sur la stabilité et le comportement de flambement du nanotube.

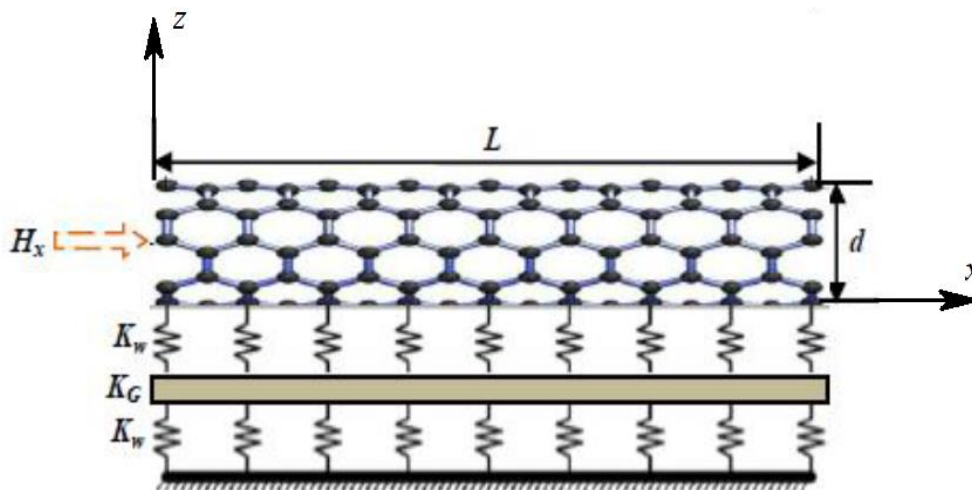


Figure III.2. Nanotube de carbone monoparoi (NTCMP) dans un champ magnétique longitudinal (H_x), noyé dans une fondation élastique de Kerr [1].

En tenant compte de tous ces effets, les équations d'équilibre pour un nanotube de carbone simplement supporté sont développées mathématiquement. Ces équations constituent la base de comportement de flambement dans diverses conditions. Pour résoudre ces équations, la méthode de Navier est employée. Cette méthode fournit une approche systématique pour obtenir des solutions analytiques pour les équations d'équilibre, permettant une description détaillée

et précise du comportement du nanotube de carbone.

III.2 Hypothèses de base de la théorie de la déformation par cisaillement (non-locale) du premier ordre (NL-FSDT)

De nombreuses théories des poutres ont été proposées au fil des ans pour étudier le comportement des nanostructures unidimensionnelles modélisées sur des nano-poutres isotropes. Comme mentionné dans le chapitre précédent, les théories des poutres les plus utilisées sont : la théorie classique des poutres (CBT), la théorie de la déformation par cisaillement du premier ordre (FSDT) et, plus récemment, les théories de la déformation par cisaillement d'ordre supérieur (HSDT). Ces dernières sont parmi les théories les plus courantes et appartiennent aux familles les plus importantes de théories de la déformation. La NL-FSDT est fondamentalement plus facile à adopter pour modéliser l'effet de déformation par cisaillement. Grâce à leur simplicité, les NL-FSDT sont encore largement utilisées aujourd'hui. Il est désormais bien connu que dans l'analyse des nano-poutres, les effets de déformation par cisaillement deviennent importants non seulement pour les poutres épaisses, mais aussi pour les poutres minces. Le système de coordonnées nommé (x, y, z) est également indiqué dans la Figure III.2, où :

$$-L/2 \leq x < L/2; \quad -d/2 \leq z < d/2 \quad (3.1)$$

Où ' L ' représente la longueur du nanotube de carbone, et ' d ' son diamètre.

Comme la théorie classique des poutres non locales (NL-CBT) ne prend pas en compte les effets de cisaillement, de nombreuses théories ont été développées pour combler cette lacune. Selon la N-FSDT, le champ de déplacement suivant peut-être exprimé comme suit [2]

$$u(x, z) = -z\theta(x) \quad w(x, z) = w(x) \quad (3.2)$$

Où, 'w' est une composante transversale du déplacement dans le plan médian de la poutre. En outre, ' θ ' représente la rotation de la section transversale de la poutre.

Dans la théorie proposée, le champ de déplacement est sélectionné sur la base des hypothèses suivantes :

- Les déplacements sont faibles par rapport à l'épaisseur de la nano-poutre et, par conséquent, les déformations affectées sont infinitésimales.
- Le déplacement transversal 'w' se compose de deux parties,
 - L'une pour la flexion ' w_b '
 - Et l'autre pour le cisaillement ' w_s '

$$w(x, z) = w_b(x) + w_s(x) \quad (3.3)$$

- La contrainte normale transversale ' σ_z ' est insignifiante par rapport aux contraintes dans le plan ' σ_x '.
- La variable de rotation dans la S-FSDT est exprimée en termes de composante de flexion uniquement :

$$\theta(x) = \frac{\partial w_b(x)}{\partial x} \quad (3.4)$$

III.3 Modélisation analytique de la structure

Dans ce qui suit, nous présentons une modélisation analytique détaillée basée sur des théories mathématiques afin de simuler un problème de flambement des nanotubes de carbone monoparoi sur une fondation élastique de type Kerr et soumis à un champ magnétique. Un codage mathématique a été réalisé en langage Java à l'aide du logiciel de développement mathématique Maple, développé par Waterloo Maple, pour manipuler cette simulation.

III.3.1 Équations cinématique

En se basant sur les hypothèses précédentes de la théorie de la déformation par cisaillement du premier ordre (FSDT), le déplacement latéral ‘ u ’ en fonction de x et z , ainsi que le déplacement transversal ‘ w ’ en fonction de x et z , du nanotube de carbone à simple paroi (NTCMP) peut être décrit dans le champ suivant :

$$u(x, z) = -z \frac{\partial w_b(x)}{\partial x} \quad (3.5)$$

$$w(x, z) = w_b(x) + w_s(x)$$

Dans l’équation (3.5), ‘ w ’ représente le déplacement dans la direction transversale ‘ z ’ d’une point ‘ m ’, du plan médian (x, z) .

Les déformations liées aux déplacements exprimés dans l’équation (3.5) sont les suivantes :

$$\varepsilon_x = \frac{\partial u}{\partial x} = -z \frac{\partial^2 w_b(x)}{\partial x^2} \quad (3.6)$$

$$\gamma_{xz} = \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial w_s(x)}{\partial x}$$

III.3.2 Relations constitutive

Eringen (1972) est le premier à considérer l’élasticité non locale. La contrainte du point de référence est considérée comme une fonction du champ de déformation en chaque point du continuum. En considérant les attractions intermoléculaires du matériau isotrope, la théorie non locale d’Eringen indique que les contraintes au point de référence ‘ x ’ dans le matériau dépendent non seulement des déformations au point ‘ x ’, mais aussi des déformations présentes en tout point du corps, intégrant ainsi l’effet d’échelle. Eringen a développé une forme de relation constitutive non locale sous la forme suivante [3]

$$\begin{Bmatrix} \sigma_x \\ \tau_{xz} \end{Bmatrix} - \mu \nabla^2 \begin{Bmatrix} \sigma_x \\ \tau_{xz} \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} E & 0 \\ 0 & G \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \varepsilon_x \\ \gamma_{xz} \end{Bmatrix} \quad (3.7)$$

- Où ' σ_x, τ_{xz} ', sont les contraintes normales et de cisaillement dans la nano-poutre (le nanotube de carbone monoparois dans notre cas), respectivement.
- ' E ' et ' G ' sont le module d'Young et le coefficient de cisaillement de la nano-poutre, respectivement.
- ' $\mu=(e_0a)^2$ ' est le paramètre non local, ' e_0 ' est un facteur constant utilisé pour chaque matériau, et ' a ' est une longueur interne caractéristique [4-7]

III.3.3 Équation de stabilité

Le principe du travail virtuel (VWP) est utilisé dans notre formulation mathématique pour acquérir les équations d'équilibre du système étudié (un nanotube de carbone à paroi unique sur une fondation élastique de type de Kerr et soumis a une charge extérieure).

Le principe peut être formulé analytiquement sous la forme suivante [8-10]

$$(\delta U + \delta V) = 0 \quad (3.8)$$

- Où ' Δu ' représente la variation virtuelle de l'énergie de déformation ;
- ' Δv ' est la variation virtuelle de l'énergie potentielle.

La variation de l'énergie de déformation de la poutre est donnée comme suit :

$$\delta U = \int_0^L \int_A (\sigma_x \delta \varepsilon_x + \tau_{xz} \delta \gamma_{xz}) dA dx \quad (3.9)$$

En remplaçant les quantités des contraintes normale et tangentiel exprimés dans l'équation 3.6, dans l'équation 3.9, on obtient :

$$\delta U = - \int_0^L \left(M_b \left(\frac{\partial^2 w_b(x)}{\partial x^2} \right) + Q \left(\frac{\partial w_s(x)}{\partial x} \right) \right) dx \quad (3.10)$$

Où :

- ‘ δw_b , δw_s ’ sont respectivement la variation du déplacement en flexion, et la variation du déplacement en cisaillement
- (M_b , Q) sont les résultantes des contraintes définies comme suit :

$$M_b = \int_A z \sigma_x dA ; \quad (3.11)$$

$$Q = \int_A \tau_{xz} dA.$$

La variation de l'énergie potentielle en fonction des charges appliquées peut être calculée comme suit :

$$\delta V = \int_0^L q(\delta w_b + \delta w_s) dx - \int_0^L P_0 \left(\left(\frac{d(w_b + w_s)}{dx} \right) \left(\frac{d(\delta w_b + \delta w_s)}{dx} \right) \right) dx \quad (3.12)$$

Où ‘ P_0 ’ et ‘ q ’ sont les effets axiaux et élastiques de la fondation, respectivement.

En substituant les relations de ‘ Δu ’ et ‘ Δv ’ dans l'équation (3.8) et en appliquant l'intégration par parties, et en trouvant les coefficients de ‘ δw_b ’ et ‘ δw_s ’, les équations d'équilibre de la théorie de la poutre proposée peuvent être déterminées :

$$\delta w_b : -\frac{d^2 M_b}{dx^2} + q - P_0 \frac{d^2 (w_b + w_s)}{dx^2} = 0 \quad (3.13)$$

$$\delta w_s : -\frac{dQ}{dx} + q - P_0 \frac{d^2 (w_b + w_s)}{dx^2} = 0$$

En intégrant l'équation (3.11) dans l'équation (3.7), la résultante du moment non local est trouvée comme suit :

$$M_b - \mu \frac{d^2 M_b}{dx^2} = -D \frac{d^2 (w_b)}{dx^2} \quad (3.14)$$

$$Q - \mu \frac{d^2 M_b}{dx^2} = B \frac{dw_s}{dx}$$

Sachant que :

$$D = \int_A z^2 E dA = EI ; B = k_s \int_A G dA = k_s GA \quad (3.15)$$

Où (E , G , I , A et k_s) sont respectivement le module de Young et le module de cisaillement, le moment d'inertie de la surface, la surface transversale du tube et le facteur de correction du cisaillement qui peut être utilisé pour équilibrer l'erreur due à l'hypothèse d'une contrainte de cisaillement constante.

Pour dériver les équations gouvernantes non locales, nous introduisons d'abord les équations (3.13) dans l'équation (3.14) pour dériver les résultantes ' M ' et ' Q ' dans les formes non locales. Les équations d'équilibre non locales qui décrivent la charge de flambement d'un nanotube de carbone monoparois noyé dans un milieu élastique et soumis à un champ magnétique longitudinal peuvent être exprimées en termes de déplacements (w) comme suit :

$$D \frac{d^4 M_b}{dx^4} + \left(1 - \mu \frac{d^2}{dx^2}\right) \left[q_{Kerr} + f(x) - P_0 \frac{d^2 (w_b + w_s)}{dx^2} \right] = 0 \quad (3.16)$$

$$-B \frac{d^2 M_b}{dx^2} + \left(1 - \mu \frac{d^2}{dx^2}\right) \left[q_{Kerr} + f(x) - P_0 \frac{d^2 (w_b + w_s)}{dx^2} \right] = 0$$

La théorie actuelle est utilisée pour analyser le comportement de flambement des nanotubes de carbone monoparois soumis à une charge de compression axiale ' P_0 ' et intégrés dans un champ magnétique longitudinal. Le milieu élastique est représenté comme une fondation de type Kerr. Il contient trois paramètres dans le modèle élastique consistant en une couche supérieure

indépendante (avec une rigidité k_c), une couche de cisaillement (avec une rigidité k_G) et des couches élastiques inférieures (avec une rigidité k_w) (représentées par des ressorts distribués), voire Figure III.2.

‘ q_{Kerr} ’ désigne la réaction distribuée du modèle de fondation de Kerr décrite par [11]

$$q_{Kerr} = \frac{1}{1 + \frac{k_w}{k_c}} k_w (w_b + w_s) - k_G \frac{d^2(w_b + w_s)}{dx^2} - D \frac{k_G}{k_c} \frac{d^6(w_b + w_s)}{dx^6} \quad (3.17)$$

III. 4 Influence du champ magnétique sur le comportement des nanostructures

Le champ magnétique joue un rôle essentiel dans l’analyse et la modélisation des structures, notamment dans les études des nanotubes de carbone et des nanopoutres. Selon Kiani et Wang (2012), la théorie non locale d’ordre supérieur a été appliquée pour examiner la propagation des ondes transversales dans les **SWCNT** sous l’influence d’un champ magnétique. L’interaction entre le champ magnétique et la structure modifie les caractéristiques vibratoires et mécaniques du matériau, influençant ainsi sa stabilité et son comportement dynamique. De telles analyses permettent une meilleure compréhension des effets magnétiques dans les nanostructures et ouvrent la voie à de nouvelles applications dans les domaines de la nanotechnologie et des matériaux intelligents.[12]

Dans ce problème, on suppose que les nanotubes de carbone monoparoi sont soumis à un champ magnétique longitudinal.

Ici, $f(x)$ représente la force par longueur. Par conséquent, elle peut être exprimée comme suit [13].

$$f(x) = f_z A \quad (3.18)$$

Où ‘ f_z ’ est la force magnétique de Lorentz qui peut être trouvée à partir des relations de Maxwell [13, 14]et ‘ A ’ la surface transversale.

$$f_z = \eta H_x^2 \frac{d^2(w_b + w_s)}{dx^2} \quad (3.19)$$

Où ‘ η ’ représente la perméabilité magnétique, et ‘ H_x ’ est un champ magnétique axial [13].

III.5 Solution analytique de Navier

Dans ce travail, les solutions analytiques pour le flambement ont été données pour des poutres isotropes simplement soutenues. Les conditions aux limites des poutres utilisées sont les suivantes :

$$w = 0; M = 0 \text{ Dans } x = 0, L \quad (3.20)$$

Le principe de l'utilisation des solutions de Navier dans les théories de déformation des plaques et des poutres repose sur la résolution analytique des équations de mouvement pour des structures simplement supportées. Les solutions de Navier sont particulièrement efficaces pour les problèmes de flambement et de vibration où les conditions aux limites sont simples et régulières. En utilisant les solutions de Navier, les équations différentielles partielles qui décrivent le comportement de déformation des plaques et des poutres peuvent être transformées en séries de fonctions trigonométriques.

Basé sur la procédure de Navier [15-17]. Le champ de déplacement satisfait aux équations directrices et les conditions aux limites peuvent être données comme suit :

$$\begin{Bmatrix} w_b \\ w_s \end{Bmatrix} = \sum_{n=1}^{\infty} \begin{Bmatrix} W_{bn} \sin(\alpha x) e^{i\omega t} \\ W_{sn} \sin(\alpha x) e^{i\omega t} \end{Bmatrix} \quad (3.21)$$

Où ‘ W_{bn} ’ et ‘ W_{sn} ’ sont des paramètres arbitraires à obtenir, et $\alpha = n\pi/L$.

Cette approche permet de décomposer un problème complexe en une série de problèmes plus simples, facilitant ainsi l'obtention de solutions exactes ou approximatives. Les solutions de Navier sont largement utilisées en raison de leur capacité à fournir des résultats précis et analytiques, ce qui est crucial pour la conception et l'analyse de structures dans divers domaines d'ingénierie.

En intégrant l'équation (3.21) à l'équation (3.14), les solutions en forme peuvent être exprimées comme suit :

$$P_{cr} = -\frac{S_{11}S_{22}}{\lambda(S_{11}-S_{22})} + \eta AH_x^2 + \frac{\frac{\alpha^2 S_{11} k_G + k_W}{k_C} + k_G}{\left(1 + \frac{k_W}{k_C}\right)} \quad (3.22)$$

Où:

$$S_{11}=D\alpha^2, S_{22}=k_sGA \quad (3.23)$$

$$\text{Et } \lambda=1+\mu\alpha^2.$$

Et en mettant seulement $H_x=0$, la charge de flambement correspondante via NFSDT du NTC intégré dans le milieu de Kerr peut être obtenue.

III.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous présentons le modèle analytique d'un nanotube de carbone à paroi unique (NTCMP). Nous avons utilisé une théorie de déformation non locale du premier ordre en raison de son efficacité et de sa simplicité pour les poutres minces et légèrement épaisses, afin d'étudier le flambement statique de ces structures nanométriques. Le nanotube de carbone est modélisé en supposant qu'il repose sur une fondation élastique de type Kerr. Les équations du mouvement sont déduites du principe des travaux virtuels, puis résolues analytiquement à l'aide des équations trigonométriques de Navier. Dans le chapitre suivant, nous présenterons une série de résultats sur la réponse statique en termes de charge critique de flambement induite par un champ magnétique, sous forme de graphiques et de tableaux.

Références

- [1] Bouchareb, M. L., et al. "A Study of Longitudinal Magnetic Field Effect on Critical Buckling Loads of SWCNT Embedded in Kerr Medium Using Nonlocal Euler–Bernoulli Theory." *Physical Mesomechanics* 25.4 (2022): 344-352.
- [2] M. Malikan, Electro-mechanical shear buckling of piezoelectric nanoplate using modified couple stress theory based on simplified first order shear deformation theory, *Applied Mathematical Modelling* 48 (2017) 196-207.
- [3] A.C. Eringen, Linear theory of nonlocal elasticity and dispersion of plane waves, *International Journal of Engineering Science* 10 (1972) 425-435.
- [4] C. Demir, Ö. Civalek, Torsional and longitudinal frequency and wave response of microtubules based on the nonlocal continuum and nonlocal discrete models, *Applied Mathematical Modelling* 37 (2013) 9355-9367.
- [5] R.A. Ahmed, Fenjan, R.M., Hamad, L.B. and Faleh, N.M. (2020), "A review of effects of partial dynamic loading on dynamic response of nonlocal functionally graded material beams " *Adv. Mater. Res.*, **9**(1), 33- 48
- [6] A. Bouhadra, A. Menasria, M.A. Rachedi, Boundary conditions effect for buckling analysis of porous functionally graded nanobeam, *Adv. Nano Res* 10 (2021) 313-325.
- [7] P Lata, and Singh, S. (2022), "Effect of rotation and inclined load in a nonlocal magneto-thermoelastic solid with two temperature", *Adv. Mater. Res.*, **11**(1), 23-39.
- [8] R.A,Ahmed, Fenjan, R.M. and Faleh, N.M. (2019), "Analyzing post-buckling behavior of continuously graded FG nanobeams with geometrical imperfections", *Geomech. Eng.*, **17**(2), 175-180.256
- [9] K .Mehar, and Panda, S.K. (2019), "Multiscale modeling approach for thermal buckling analysis of nanocomposite curved structure", *Adv. Nano Res.*, **7**(3), 181-190
- [10] S.A.Hosseini, , Khosravi, F. and Ghadiri, M. (2020), "Effect of external moving torque on dynamic stability of carbon nanotube", *J. Nano* 61, 118-135
- [11] F.Van Cauwelaert, , Stet, M. and Jasienski, A. (2002), "The general solution for a slab subjected to centre and edge loads and resting on a kerr foundation", *Int. J. Pavem. Eng.*, **3**(1), 1-18.
- [12] Li, Li, Yujin Hu, and Ling Ling. "Wave propagation in viscoelastic single-walled carbon nanotubes with surface effect under magnetic field based on nonlocal strain gradient theory." *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures* 75 (2016): 118-124.
- [13] S. Narendar, S. Gupta, S. Gopalakrishnan, Wave propagation in single-walled carbon nanotube under longitudinal magnetic field using nonlocal Euler–Bernoulli beam theory, *Applied Mathematical Modelling* 36 (2012) 4529-

- 4538.
- [14] Jena, S.K., Chakraverty, S. and Malikan, M. (2020), "Vibration and buckling characteristics of nonlocal beam placed in a magnetic field embedded in Winkler-Pasternak elastic foundation using a new refined beam theory: an analytical approach", *Eur. Phys. J. Plus*, 135(2), 1-18
 - [15] M. Malikan, S. Dastjerdi, Analytical buckling of FG nanobeams on the basis of a new one variable first-order shear deformation beam theory, *International Journal of Engineering and Applied Sciences* 10 (2018) 21-34.
 - [16] Hadji, L., Zouatnia, N. and Bernard, F. (2019), "An analytical solution for bending and free vibration responses of functionally graded beams with porosities: Effect of the micromechanical models", *Struct. Eng. Mech.*, 69(2), 231-241
 - [17] L. Hadji, F. Bernard, Bending and free vibration analysis of functionally graded beams on elastic foundations with analytical validation, *Advances in materials Research* 9 (2020) 63-98.

Chapitre IV :

Résultats et analyse

IV.1 Introduction

Dans cette section, des calculs numériques approfondis sont réalisés pour déterminer les caractéristiques de flambement mécanique des nanotubes de carbone monoparois (NTC) immergés dans un milieu de Kerr et soumis à un champ magnétique longitudinal. Les nanotubes de carbone, en raison de leurs propriétés mécaniques exceptionnelles et de leur potentiel d'application dans divers domaines technologiques, sont au cœur de nombreuses recherches scientifiques. L'objectif de cette étude est de fournir une compréhension détaillée de leur comportement mécanique (la stabilité mécanique par flambement) sous certaines conditions spécifiques (milieu élastique de Kerr et un champs magnétique longitudinal).

Les résultats de cette étude sont présentés de manière complète sous forme de tableaux et de graphiques, ce qui permet une visualisation claire et une analyse approfondie des données. Les paramètres étudiés comprennent l'effet du rapport géométrique des NTC, qui influence leur stabilité et leur résistance au flambement. Le paramètre non local, qui tient compte des effets à petite échelle, est également analysé afin d'évaluer son impact sur le comportement global des nanotubes. De plus, l'étude examine l'influence des fondations élastiques, notamment les modèles de Winkler, Pasternak et Kerr. Ces modèles sont essentiels pour comprendre comment les interactions avec le milieu environnant affectent la stabilité des NTCs. En particulier, le modèle de Kerr, qui inclut des termes de fondation élastique plus complexes, est utilisé pour simuler de manière plus complexe les milieux environnants auxquelles les nanotubes peuvent être soumis.

IV.2 Validation du modèle analytique

Tout d'abord, il est impératif de valider notre modélisation mathématique. Pour ce faire, nous fixons $(k_w, k_G) = 0$, $k_c \gg H_x = 0$, ce qui nous permet d'obtenir les solutions analytiques correspondantes pour les nanotubes de carbone

monoparois (SWCNT) sans milieu élastique ni effet de champ magnétique. Ensuite, nous comparons ces résultats à ceux publiés par [1] ainsi que par [2] pour différentes longueurs de poutre et paramètres non locaux, comme le montrent les tableaux IV.1 et IV.2. Pour les calculs, nous avons utilisé les valeurs suivantes : $E=1$ TPa , coefficient de Poisson $\nu=0,18$ et diamètre $d=1$ nm.

Dans le tableau IV.1, les résultats de la charge critique de flambement (P_{cr}) via la théorie de déformation actuelle (FSDT) sont comparés à ceux présentés par [1] réalisés par la théorie des poutres de Timoshenko (TBT), on constate qu'il y a une excellente adéquation entre les résultats.

Tableau IV.1. Validation des résultats de la charge critique de flambement (P_{cr}) avec [1]

Théorie de déformation	Longueur du NTC	Paramètre non locale (e_0a)				
		$e_0a=0$	$e_0a=0.5$	$e_0a=1$	$e_0a=1.5$	$e_0a=2$
Malikan and Dastjerdi (2018)[1]	$L=10$	4.7609	4.6462	4.3332	3.8957	3.4133
Present		4.7609	4.6462	4.3332	3.8957	3.4133
Malikan and Dastjerdi (2018)[1]	$L=12$	3.3237	3.2677	3.1105	2.8797	2.6086
Present		3.3237	3.2677	3.1105	2.8797	2.6086
Malikan and Dastjerdi (2018)[1]	$L=14$	2.4498	2.4193	2.3323	2.2005	2.0391
Present		2.4498	2.4193	2.3323	2.2005	2.0391
Malikan and Dastjerdi (2018)[1]	$L=16$	1.8795	1.8616	1.8098	1.7295	1.6284
Present		1.8795	1.8616	1.8098	1.7295	1.6284

Malikan and Dastjerdi (2018)[1]	$L=18$	1.4872	1.4760	1.4432	1.3918	1.3257
Present		1.4872	1.4760	1.4432	1.3918	1.3257
Malikan and Dastjerdi (2018)[1]	$L=20$	1.2059	1.1985	1.1768	1.1424	1.0976
Present		1.2059	1.1985	1.1768	1.1424	1.0976

Dans le tableau IV.2, les résultats de la charge critique de flambement (P_{cr}) obtenus dans la présente étude sont comparés à ceux présentés par[1], [2] analysés avec deux modèles, consécutivement, une théorie de premier cisaillement simple (S-FSDT) et une théorie de déformation de cisaillement à une variable (OVFSDT). On peut observer que les résultats présentés pour les deux théories correspondent parfaitement aux résultats de la méthode proposée.

Table IV.2. Validation du résultats de la charge critique de flambement ([1],[2]) (P_{cr} en nN)

Théorie de déformation	Longueur du NTC	Paramètre non locale (μ)				
		$e_0a=0$	$e_0a=0.5$	$e_0a=1$	$e_0a=1.5$	$e_0a=2$
Malikan and Dastjerdi(2018), Jena et al.(2020) [1] [2]	$L=10$	4.7609	4.6462	4.3332	3.8957	3.4133
Present*		4.7609	4.6462	4.3332	3.8957	3.4133
Malikan and Dastjerdi(2018), Jena et al.(2020) [1] [2]	$L=12$	3.3991	3.3418	3.1810	2.9449	2.6677
Present*		3.3991	3.3418	3.1810	2.9449	2.6677
Malikan and Dastjerdi(2018), Jena et al.(2020) [1] [2]	$L=14$	2.4905	2.4595	2.3711	2.2370	2.0729
Present*		2.4905	2.4595	2.3711	2.2370	2.0729

Malikan and Dastjerdi(2018), Jena et al.(2020) [1] [2]	$L=16$	1.9034	1.8852	1.8327	1.7515	1.6494
Present*		1.9034	1.8852	1.8327	1.7515	1.6494
Malikan and Dastjerdi(2018), Jena et al.(2020) [1] [2]	$L=18$	1.5021	1.4907	1.4577	1.4057	1.3389
Present*		1.5021	1.4907	1.4577	1.4057	1.3389
Malikan and Dastjerdi(2018), Jena et al.(2020) [1] [2]	$L=20$	1.2156	1.2082	1.1864	1.1517	1.1064
Present*		1.2156	1.2082	1.1864	1.1517	1.1064

On peut noter que le facteur de correction du cisaillement trouvé dans la théorie de Timoshenko pourrait être un sévère défaut vu de sa quantité approximative ($k_s=5/6$). Même si cette valeur a été appliquée dans le cas de modèles modérément épais, il s'avère qu'elle ne peut pas être considérée comme une valeur exacte pour analyser plusieurs cas, en particulier les nanostructures[1, 2]. C'est pourquoi nous avons fait disparaître le facteur de correction de cisaillement k_s dans la méthode actuelle (présent *).

IV.3 Analyse de la charge critique de flambement des nanotubes de carbone

Comme nous avons validé notre modélisation mathématique à l'aide de la théorie de la premier ordre déformation par cisaillement non locale (NL-FSDT) et trouvé un accord en termes de résultats avec d'autres résultats de la littérature, nous visons maintenant à étudier l'instabilité des nanotubes de carbone en fonction de plusieurs paramètres.

IV.3.1 L'effet de la fondation élastique de Winkler-Pasternak-Kerr

Dans le tableau IV.3, les résultats de la charge critique de flambement par le modèle actuel (present*) sont comparés aux résultats présentées par [2] via OVFSDT pour le module de Winkler et le module de Pasternak.

Table IV.3. Effet des modules de Winkler, Pasternak et Kerr sur la charge critique de flambement : (P_{cr} en nN avec $L=10$ nm)

Type de fondation	Coefficient élastique	Théorie	Paramètre non locale (μ)			
			$e_0a=0.5$	$e_0a=1$	$e_0a=1.5$	$e_0a=2$
Effet du module de Winkler (k_w en GPa)	$k_w=0$	Jena et al. (2020) [2]	700.7004	700.2334	699.5807	698.8610
		Présent*	698.1328	697.6573	696.9929	696.2601
	$k_w=1$	Jena et al. (2020) [2]	711.2901	710.8230	710.1704	709.4506
		Présent*	708.2649	707.7894	707.1250	706.3922
	$k_w=2$	Jena et al. (2020) [2]	721.8797	721.4127	720.7600	720.0402
		Présent*	718.3970	717.9215	717.2571	716.5243
	$k_w=3$	Jena et al. (2020) [2]	732.4693	732.0023	731.3496	730.6299
		Présent*	728.5291	728.0536	727.3892	726.6565
	$k_w=4$	Jena et al. (2020) [2]	743.0590	742.5919	741.9393	741.2195
		Présent*	738.6612	738.1858	737.5213	736.7886
	$k_w=5$	Jena et al. (2020) [2]	753.6486	753.1816	752.5289	751.8091
		Présent*	748.7933	748.3179	747.6534	746.9207
Effet du module de cisaillement (k_G en nN)	$k_G=0$	Jena et al. (2020) [2]	188.7128	188.2458	187.5931	186.8733
		Présent*	208.2649	207.7894	207.1250	206.3922
	$k_G=100$	Jena et al. (2020) [2]	293.2283	292.7612	292.1086	291.3888
		Présent*	308.2649	307.7894	307.1250	306.3922

	$k_G=200$	Jena et al. (2020) [2]	397.7437	397.2767	396.6240	395.9042
		Présent*	408.2649	407.7894	407.1250	406.3922
	$k_G=300$	Jena et al. (2020) [2]	502.2592	501.7921	501.1395	500.4197
		Présent*	508.2649	507.7894	507.1250	506.3922
	$k_G=400$	Jena et al. (2020) [2]	606.7746	606.3076	605.6549	604.9351
		Présent*	608.2649	607.7894	607.1250	606.3922
	$k_G=500$	Jena et al. (2020) [2]	711.2901	710.8230	710.1704	709.4506
		Présent*	708.2649	707.7894	707.1250	706.3922
	Effet du module de Kerr (k_c en GPa)	$k_c=10$	693.7105	693.2350	692.5706	691.8378
		$k_c=20$	700.6411	700.1657	699.5012	698.7685
		$k_c=30$	703.1004	702.6250	701.9605	701.2278
		$k_c=40$	704.3600	703.8846	703.2201	702.4874
		$k_c=50$	705.1257	704.6502	703.9858	703.2530

On peut observer qu'il y a une excellente concordance entre les résultats. Les données adoptées pour générer ces résultats sont les suivantes :

- Pour calculer l'effet du module de Winkler, on a considéré $k_G=500$ nN, $k_c \gg$, et $H_x=0$ avec $L=10$ nm.
- Pour calculer l'effet du module de Pasternak, $k_W=1$ GPa, $k_c \gg$, et $H_x=0$ avec $L=10$ nm ont été utilisés.
- Pour l'intérêt de cette analyse, le module de Kerr a été calculé en fixant $k_W=1$ GPa, $k_G=500$ nN, et $H_x=0$ avec $L=10$ nm.

D'autre part, le tableau III montre clairement que la tendance de la charge critique de flambement est la même pour la variation des trois paramètres du

milieu élastique, elle augmente avec l'augmentation du module, et nous remarquons également que le paramètre non local fait baisser la charge critique de flambement.

Les paramètres utilisés dans les calculs pour la figure IV.1 sont les suivants : $E=1$ TPa, $G=E/[2(1+\nu)]$, $\nu=0,19$, diamètre de la tige $d=1$ nm . Et les variables adimensionnelles suivantes sont introduites pour le paramètre du ressort inférieur k_w , le paramètre du ressort supérieur k_c et le paramètre de la couche de cisaillement intermédiaire k_G : [3].

$$\overline{k_w} = \frac{k_w L^4}{D}; \overline{k_G} = \frac{k_G L^2}{D}; \overline{k_c} = \frac{k_c L^4}{D} \quad (4.1)$$

La figure IV.1 montre que pour diverses valeurs de paramètres non locaux, tous les rapports sont inférieurs à l'unité. Cela peut être attribué aux effets de la charge de flambement critique, et la déformation de cisaillement transversale de la NL-FSDT non locale est inférieure à celle du modèle de poutre Euler-Bernoulli non local [3]. Ce phénomène est évident pour des valeurs de paramètres non locaux et des rapports d'élancement plus petits. Cela signifie que les effets de la déformation transversale par cisaillement peuvent être utilisés et que le NL-FSDT non local est plus précis pour les NTC courts.

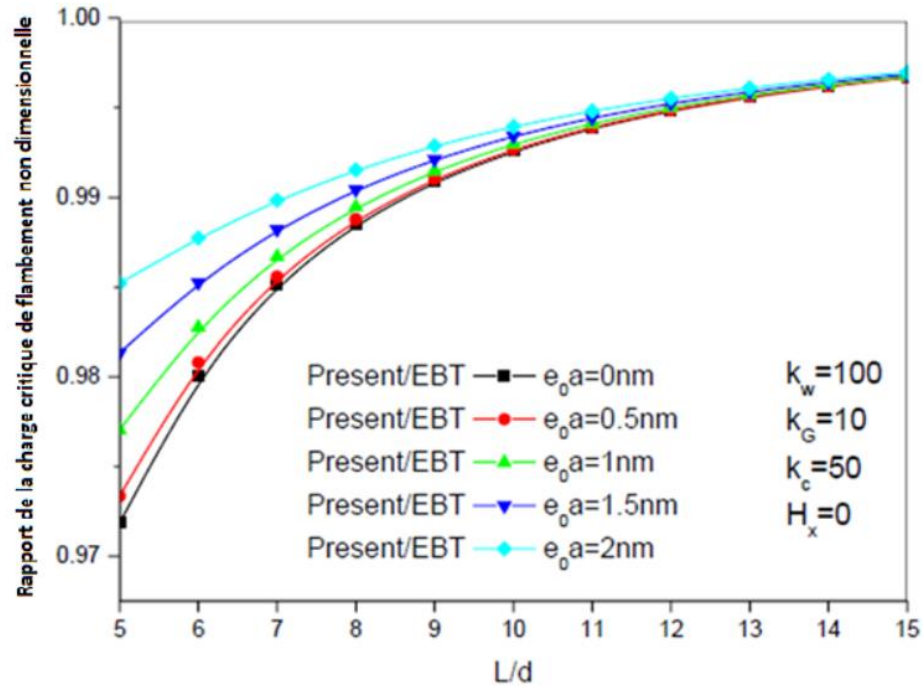


Figure IV.1. Rapport de la charge critique de flambement des NTC mono-paroi par NL-FSDT à l'EBT non local (présenté par Bensattalah et al [3]) et le rapport longueur/diamètre (L/d) pour différentes valeurs de paramètres non locaux (e_0a).

IV.3.2 L'effet de l'intensité du champ magnétique appliqué

Pour différentes valeurs de H_x et k_c , l'influence de l'intensité du champ magnétique sur les charges critiques de flambement est présentée dans la figure IV.2. Les résultats montrent que les charges critiques de flambement augmentent très rapidement en réponse au changement de la valeur de H_x et que pour différentes valeurs de k_c (10, 20, 30, 40 et 50 GPa), les courbes obtenues pour les charges critiques de flambement conservent la même tendance que pour H_x . On peut déduire de cette analyse que le champ magnétique joue le même rôle que le milieu élastique, c'est-à-dire qu'il augmente la dureté du matériau.

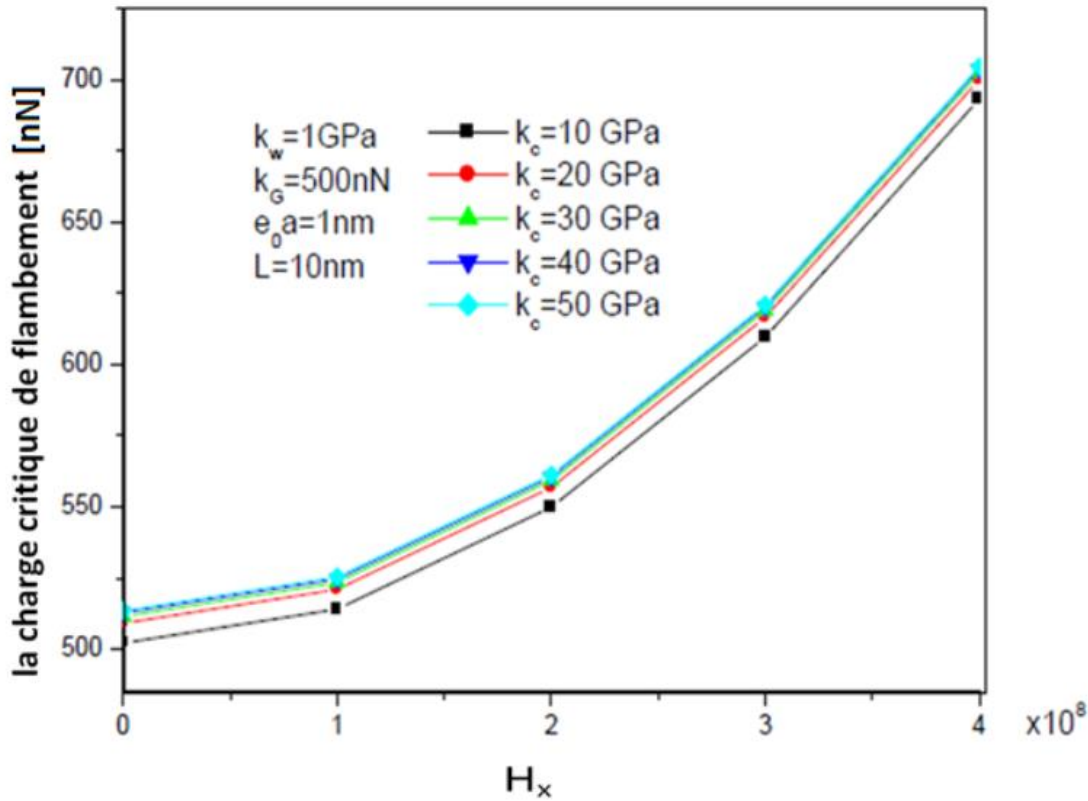


Figure IV.2. Effet du champ magnétique (H_x) sur les charges critiques de flambement avec différentes valeurs du module de Kerr (k_c)

La figure IV.3 montre la variation de la charge critique de flambement des SWCNT en fonction du module de Kerr pour différentes valeurs de paramètres non locaux. Cinq valeurs différentes de paramètres non locaux ($e_0a=0, 0,5, 1, 1,5$ et 2 nm) sont considérées. Ce calcul utilise une valeur constante du champ magnétique ($H_x=4 \times 10^8$ A/m) et des paramètres de Kerr ($k_w=1$ GPa, $k_G=500$ nN). La figure montre que la charge critique de flambement diminue lorsque le paramètre non local augmente. Les courbes obtenues montrent également que les charges critiques de flambement sont en corrélation directe avec les valeurs du module de Kerr (k_c). De cette analyse, il ressort que le milieu élastique durcit notre matériau contrairement au paramètre d'échelle, d'où la nécessité d'en tenir compte lors de la manipulation de ce type de structures.

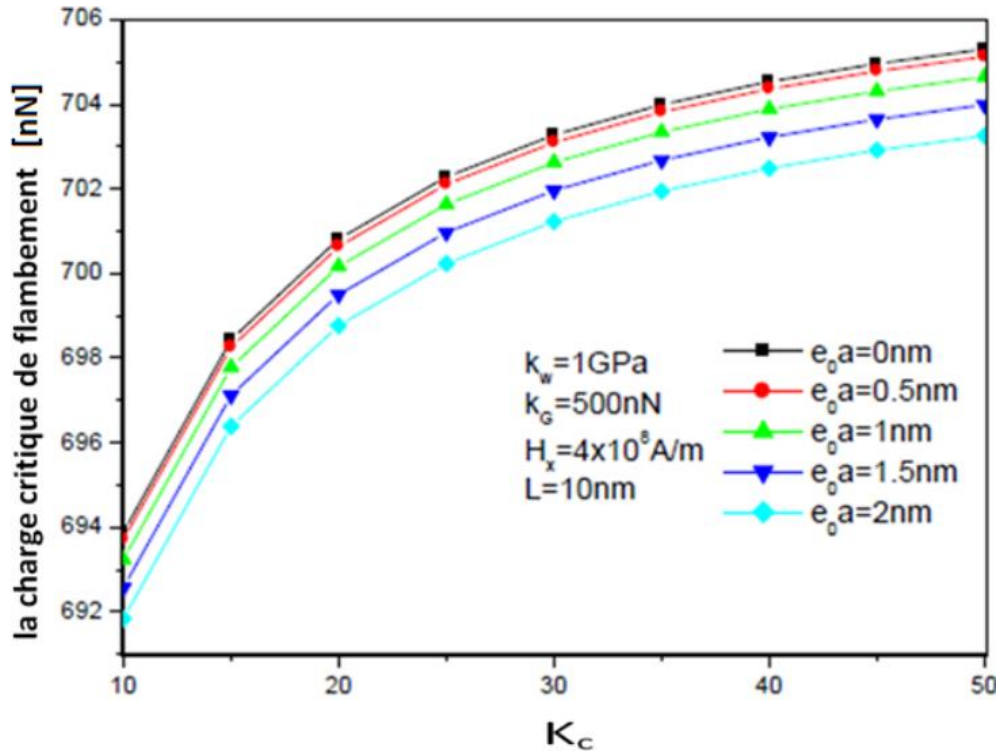


Figure IV.3. Variation de la charge critique de flambement des NTCMP en fonction du module de Kerr (k_c) pour différentes valeurs des paramètres non locaux (e_0a)

IV.3.3 Les modes de flambement des nanotubes de carbone sous un champ magnétique

La figure IV.4 montre la variation des charges critiques de flambement des SWCNT en fonction de la longueur pour différentes valeurs de champ magnétique. Quatre valeurs de champ magnétique différentes sont considérées pour l'étude, à savoir $H_x = 0, 3 \times 10^8, 5 \times 10^8$ et $7 \times 10^8 \text{A/m}$. La figure montre que lorsque la longueur (L) augmente, les charges critiques de flambement diminuent jusqu'à devenir constantes pour des valeurs plus élevées de L . Cela peut s'expliquer par la disparition de l'effet de cisaillement qui devient négligeable pour les structures plus longues. D'autre part, l'effet du champ magnétique conserve la même tendance que pour les autres figures.

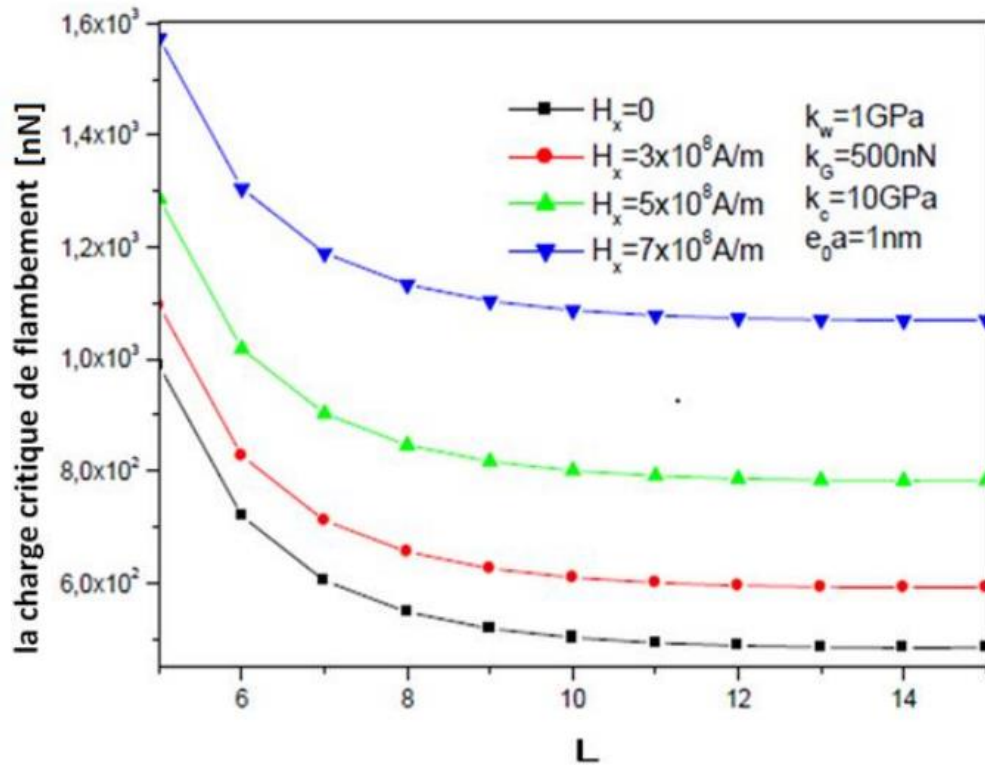


Figure IV.4. Variation de la charge critique de flambement des NTCMP en fonction de la longueur du nanotube (L) pour différentes valeurs de champ magnétique (H_x).

La figure IV.5 montre la relation entre les charges critiques de flambement, la longueur et le nombre de modes. La caractéristique la plus observée est que l'influence du nombre de modes (m) qui augmente les charges critiques de flambement, contrairement à la longueur (L), qui diminue les charges critiques de flambement. Cependant, la différence devient insignifiante avec l'augmentation des longueurs, ce qui peut être justifié par la faiblesse de la structure due à l'augmentation de sa longueur.

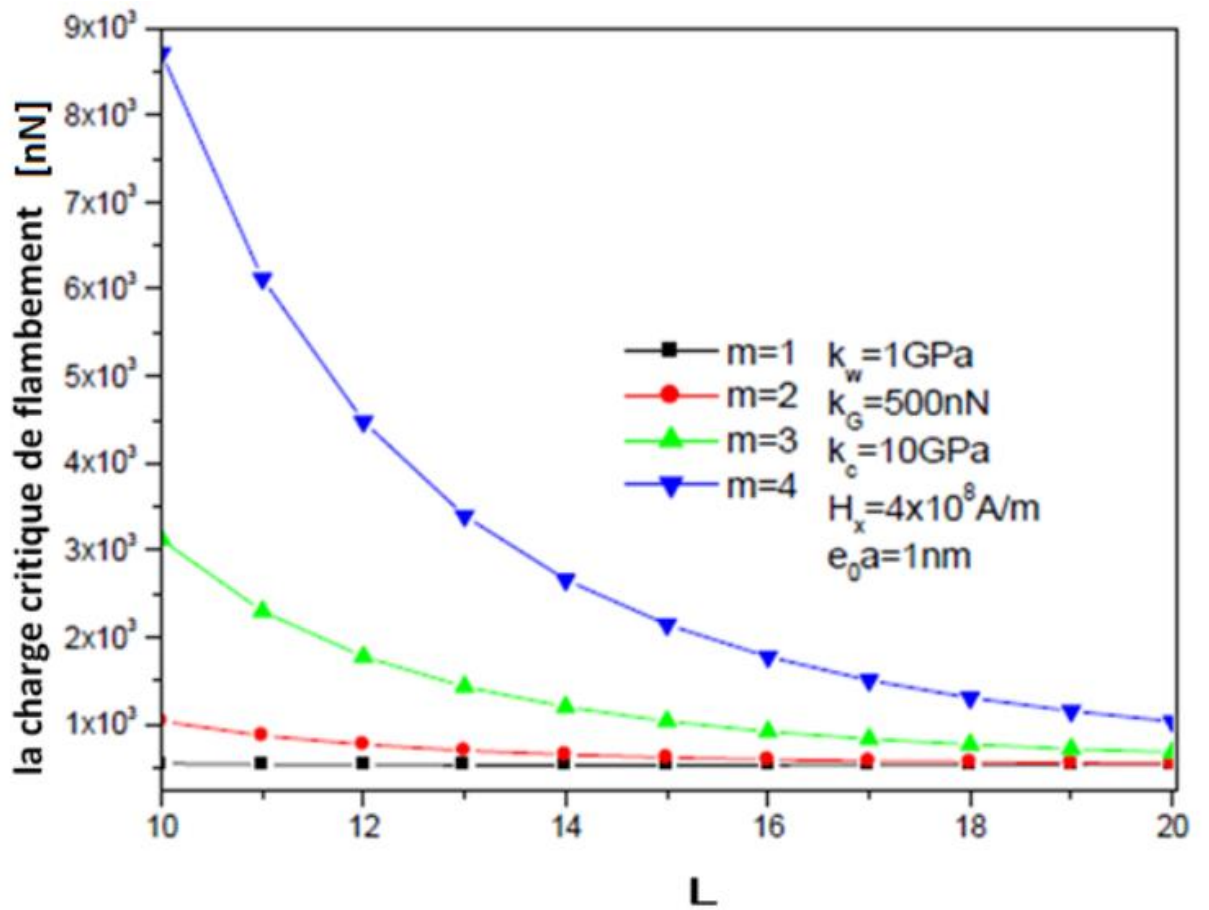


Figure IV.5. Relation entre les charges critiques de flambement et la longueur (L) pour différentes valeurs du numéro de mode (m).

IV.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous discutons et présentons les différents résultats obtenus à partir d'une modélisation analytique utilisant la théorie non locale du premier ordre pour simuler des nanotubes de carbone et pour analyser le comportement d'instabilité de flambement statique des nanotubes. Dans cette modélisation, plusieurs facteurs sur la charge critique de flambement ont été pris en compte, notamment :

- L'effet de fondation élastique de Winkler-Pasternak sur la charge critique de flambement.
- L'effet de fondation Kerr
- L'effet du paramètre non local
- L'effet de l'intensité du champ magnétique
- L'effet des modes de flambement.

Plusieurs résultats sous forme de graphiques et de tableaux sont présentés clairement et en détail dans ce chapitre. Cette vaste étude nous permettra essentiellement de mieux comprendre le comportement de ces structures nanométriques dans différentes conditions.

Conclusion
générale

Conclusion générale

Dans cette étude et en utilisant la théorie des poutres à premier ordre de déformation de cisaillement non locale (NL-FSDT), les caractéristiques de flambement critique des SWCNT implantés sous l'effet de champ magnétique longitudinal ont été prédites. L'effet de taille est pris en compte dans la formulation mathématique à l'aide du modèle non local d'Eringen. Les équations régissant le système ont été déterminées à l'aide d'un modèle de travail virtuel et résolues par la méthode de Navier. Les influences de la petite échelle, de la longueur, du nombre de mode, de la rigidité du milieu élastique, de la déformation transversale par cisaillement et du champ magnétique sur la charge critiques de flambement sont étudiées.

Il est observé que la charge critique de flambement de NL-FSDT est inférieure à celle du modèle de poutre Euler-Bernoulli non local [3] pour des valeurs de rapport d'aspect plus faibles en raison de la présence d'une déformation de cisaillement transversale qui diminue les charges critiques de flambement. Cela signifie que les effets de la déformation par cisaillement transversal peuvent être pris en compte et que la NFSDT non locale est plus précise pour les NTC courts.

Les charges critiques de flambement diminuent avec l'augmentation des valeurs des paramètres non locaux. Par conséquent, on peut observer que le modèle élastique classique (c'est-à-dire le modèle local) qui ne prend pas en compte les influences des paramètres non locaux fournira une estimation plus élevée de la charge critique de flambement. Cependant, la théorie du non local donne un résultat précis et fiable. En outre, une caractéristique intéressante qui peut être présumée est que lorsque les paramètres de Kerr augmentent, la valeur de la charge critique de flambement diminue quelles que soient les valeurs du champ magnétique. La charge critique de flambement suit un schéma croissant avec l'augmentation du nombre de modes, contrairement à la longueur, qui diminue les charges critiques de flambement mais devient faible dans les nanotubes minces.

Conclusion générale

Ces résultats sont importants pour la conception mécanique de la prochaine génération de nano-dispositifs utilisant des nanotubes de carbone sous champ magnétique (par exemple, dans les applications électroniques ; la conception de nano-transistors qui utilisent les propriétés de flambement des nanotubes de carbone à paroi simple en raison de la création d'un effet de champ magnétique, etc.) En fait, les nanotubes de carbone incorporés peuvent ne pas donner aux chercheurs de bonnes performances si la réponse mécanique des nanotubes dans un environnement magnétique n'est pas comprise. Des travaux similaires seront entrepris dans un avenir proche concernant d'autres nano-objets, sur la base d'autres modèles de continuums.

Le modèle actuel peut être étendu pour examiner d'autres types de matériaux comme utilisé dans [4], [5], [6], [7], [8], [9], [10], [11], [12], [13], [14], [15], [16], [17], [18], [19], [20], [21], [22], [23], [24], [25], [26], [27], [28], [29], [30], [31], [32], [33]

Références

- [1] M. Malikan, S. Dastjerdi, Analytical buckling of FG nanobeams on the basis of a new one variable first-order shear deformation beam theory, *International Journal of Engineering and Applied Sciences* 10 (2018) 21-34.
- [2] Jena, S.K., Chakraverty, S. and Malikan, M. (2020), "Vibration and buckling characteristics of nonlocal beam placed in a magnetic field embedded in Winkler-Pasternak elastic foundation using a new refined beam theory: an analytical approach", *Eur. Phys. J. Plus*, 135(2), 1-18
- [3] T. Bensattalah, K. Bouakkaz, M. Zidour, T.H. Daouadji, Critical buckling loads of carbon nanotube embedded in Kerr's medium, *Advances in nano research* 6 (2018) 339.
- [4] T Cuong-Le, T., Ferreira, A.J.M. and Abdel Wahab, M. (2019b), "A refined size-dependent couple stress theory for laminated composite micro-plates using isogeometric analysis", *Thin Wall. Struct.*, 145, 106427.
- [5] T.Cuong-Le, and Abdel Wahab, M. (2020), "A modified transmissibility indicator and Artificial Neural Network for damage identification and quantification in laminated composite structures", *Compos. Struct.*, **248**, 112497
- [6] S. Khatir, M.A. Wahab, Fast simulations for solving fracture mechanics inverse problems using POD-RBF XIGA and Jaya algorithm, *Engineering Fracture Mechanics* 205 (2019) 285-300.
- [7] R. Zenzen, S. Khatir, I. Belaidi, C. Le Thanh, M.A. Wahab, A modified transmissibility indicator and Artificial Neural Network for damage identification and quantification in laminated composite structures, *Composite Structures* 248 (2020) 112497.
- [8] S. Khatir, S. Tiachacht, C. Le Thanh, E. Ghandourah, S. Mirjalili, M.A. Wahab, An improved Artificial Neural Network using Arithmetic Optimization Algorithm for damage assessment in FGM composite plates, *Composite Structures* 273 (2021) 114287.
- [9] S.D. Akbas, (2022), "Moving-load dynamic analysis of AFG beams under thermal effect", *Steel Compos. Struct.*, 42(5), 649-655.
- [10] M.a.A. Alimoradzadeh, S.D, "Nonlinear dynamic behavior of functionally graded beams resting on nonlinear viscoelastic foundation under moving mass in thermal environment", *Struct. Eng. Mech* 81 (2022) 705-714.
- [11] M.G. Azandariani, Gholami, M. and Nikzad, A, "Eringen's nonlocal theory for non-linear bending analysis of BGF Timoshenko nanobeams", *Adv. Nano Res* 12 (2022) 37-47.
- [12] L.B.M. Chinnapandi, Pitchaimani, J. and Eltaher, M.A, "Vibro-acoustics of functionally graded porous beams subjected to thermo-mechanical loads", *Steel Compos. Struct* 44 (2022) 829-843.
- [13] J.R. Cho, "Thermal buckling analysis of metal-ceramic functionally graded plates by natural element method", *Struct. Eng. Mech* 84 (2022a) 732-731.

- [14] J.R. Cho, “Nonlinear bending analysis of functionally graded CNTreinforced composite plates”, *Steel Compos.Struct* 42 (2022b) 23-32.
- [15] S.H. Choi, Heo, I., Kim, J.H., Jeong, H., Lee, J.Y. and Kim, K.S, “Flexural behavior of post-tensioned precast concrete girder at negative moment region”, *Comput. Concrete* 30 (2022) 75-84.
- [16] T. Cuong-Le, Nguyen, K.D., Hoang-Le, M., Sang-To, T., Phan-Vu, P. and Abdel Wahab, M, “Nonlocal strain gradient IGA numerical solution for static bending, free vibration and buckling of sigmoid FG sandwich nanoplate”, *Physica B: Condens. Matter* 631 (2022a) 413726.
- [17] T. Cuong-Le, Nguyen, K.D., Lee, J., Rabczuk, T. and Nguyen-Xuan, H, “A 3D nano scale IGA for free vibration and buckling analyses of multi-directional FGM nanoshells”, *Nanotechnol* 33 (2022b) 065703.
- [18] M. Du, Liu, J., Ye, W., Yang, F. and Lin, G, “A new semi-analytical approach for bending, buckling and free vibration analyses of power law functionally graded beams”, *Struct. Eng. Mech* 81 (2022) 179-194.
- [19] S.A. Bochkareva, and Lekomtsev, S.V. (2022), "Natural vibrations and hydroelastic stability of laminated composite circular cylindrical shells", *Struct. Eng. Mech.*, 81(6), 769-780.
- [20] F. Ding, Ding, H., He, C., Wang, L. and Lyu, F, “Method for flexural stiffness of steel-concrete composite beams based on stiffness combination coefficients”, *Comput. Concrete* 29 (2022) 127-144.
- [21] L. Fan, Kong, D., Song, J., Moradi, Z., Safa, M. and Khadimallah, M.A, “Optimization dynamic responses of laminated multiphase shell in thermoelectro-mechanical conditions”, *Adv. Nano Res* 13 (2022) 29-45.
- [22] X. Huang, Shan, H., Chu, W. and Chen, Y, “Computational and mathematical simulation for the size-dependent dynamic behavior of the high-order FG nanotubes, including the porosity under the thermal effects”, *Adv. Nano Res* 12 (2022) 101-115.
- [23] R.W. Hagos, Choi, G., Sung, H. and Chang, S, “Substructuring-based dynamic reduction method for vibration analysis of periodic composite structures”, *Compos.Mater.Eng* 4 (2022) 43-62.
- [24] H.S.N.a.K. Kumar, S, “Nonlinear analysis of two-directional functionally graded doubly curved panels with porosities”, *Struct.Eng. Mech* 82 (2022) 477- 490.
- [25] Y. Liu, Wang, X., Liu, L., Wu, B. and Yang, Q, “On the forced vibration of high-order functionally graded nanotubes under the rotation via intelligent modelling”, *Adv. Nano Res* 13 (2022) 47-61.
- [26] S.N. Mula, Leite, A.M.S. and Loja, M.A.R, “Analytical and numerical study of failure in composite plates”, *Compos.Mater.Eng* 4 (2022) 23-41.
- [27] Y. Man, “On the dynamic stability of a composite beam via modified highorder theory”, *Comput. Concrete* 30 (2022) 151-164.
- [28] M. Rezaiee-Pajand, Sobhani, E. and Masoodi, A.R, “Vibrational behavior of exponentially graded joined conical-conical shells”, *Steel Compos.Struct* 43

- (2022) 603-623.
- [29] T.M.Tran, and Cuong-Le, T. (2022), "A nonlocal IGA numerical solution for free vibration and buckling analysis of Porous Sigmoid Functionally Graded (PSFGM) nanoplate", *Int. J. Struct. Stab. Dyn.*, 22(16), 2250193.
 - [30] A.Polat, and Kaya, Y. (2022), "Analysis of discontinuous contact problem in two functionally graded layers resting on a rigid plane by using finite element method", *Comput. Concrete*, 29(4), 247-253.
 - [31] M. Yaylaci, Abanoz, M., Yaylacı, E.U., Ölmez, H., Sekban, D.M. and Birinci, A, "The contact problem of the functionally graded layer resting on rigid foundation pressed via rigid punch", *Steel Compos. Struct* 43 (2022) 661-672.
 - [32] X.a.F. Wu, T, "Intelligent computer modeling of large amplitude behavior of FG inhomogeneous nanotubes", *Adv. Nano Res* 12 (2022) 617-627.
 - [33] Zhu, F.Y., Lim, H.J., Choi, H. and Yun, G.J. (2022), "A hierarchical micromechanics model for nonlinear behavior with damage of SMC composites with wavy fiber", *Compos.Mater. Eng.*, 4(1), 1-21.