
THESES

préparée et présentée à

L'UNIVERSITÉ DE PAU ET DES PAYS DE L'ADOUR

pour obtenir le grade de

Docteur

Spécialité : CHIMIE PHYSIQUE

par

Patricia Guevara Level

Sujet de la thèse :

Title in English
Titre en français

Directeur de Thèse: **Pr Didier BÉGUÉ**

Soutenue le XXth, 2016

devant la commission d'examen composée de :

JURY

Dr Christophe RAYNAUD	Université de Montpellier, France	Rapporteur
Dr Johannes GIER SCHNER	IMDEA, Spain	Rapporteur
Dr	A	Examineur
Dr Brigitte PEPIN-DONAT	CNRS, France	Président

Table of Contents

1	Asphaltènes	5
1.1	Définition	8
1.2	Composition élémentaire	8
1.2.1	Composition en hétéroatomes	9
1.2.1.1	Soufre	9
1.2.1.2	Azote	9
1.2.1.3	Oxygène	10
1.3	Poids moléculaire des asphaltènes	10
1.4	Caractérisation de la structure moléculaire des asphaltènes	11
1.4.1	Analyses par spectroscopie RMN	12
1.4.2	Analyses par diffraction des rayons X	13
1.4.3	Analyses par spectroscopie de Fluorescence Résolue en Temps . . .	13
1.4.4	Analyses par spectroscopie infrarouge	14
1.5	Coexistence des structures moléculaires	15
1.6	Construction de la structure moléculaire des asphaltènes	15
1.7	Modélisation moléculaire des asphaltènes	16
1.8	Problèmes liés aux asphaltènes dans l'industrie pétrolière	17
2	Rappels théoriques : DFT	19
2.1	Les fondements de la DFT	22
2.1.1	Modèle de THOMAS-FERMI	22
2.1.2	Modèle de THOMAS-FERMI-DIRAC	22
2.1.3	Modèle de SLATER	23
2.2	Les théorèmes de HOHENBERG et KOHN	23
2.2.1	Premier théorème : preuve d'existence	24
2.2.2	Second théorème : théorème variationnel	24
2.3	Approche Kohn-Sham	25
2.4	Les différentes classes de fonctionnelle	26
2.4.1	Local Density approximation (LDA)	28
2.4.2	Generalized Gradient Approximation (GGA)	28
2.4.3	Fonctionnelles hybrides	29
2.4.4	Nécessité d'une fonctionnelle « longue portée »	30
2.4.4.1	Mise en évidence des forces de Van der Waals	30
2.4.4.2	Natures des interactions à modéliser	31
2.5	LC-DFT-D hybride : ω BXD	36
2.5.1	B88	36
2.5.2	B97	37

2.5.3	ω B97	38
2.5.4	ω B97X	40
2.5.5	ω B97X-D	41
3	Partie vibrationnelle	45
3.1	Généralités	48
3.2	Séparation des mouvements	50
3.3	Energie cinétique de vibration	53
3.4	Energie potentielle harmonique	53
3.5	Équations de LAGRANGE	54
3.5.1	Espace des coordonnées cartésiennes pondérées par les masses . . .	54
3.5.2	Espace des coordonnées internes : résolution par la méthode de WILSON	55
3.5.3	Espace des coordonnées internes de symétrie	56
3.6	Traitement quantique de la vibration	56
3.7	La fonction potentielle anharmonique	59
3.8	Représentation matricielle du Hamiltonien	62
3.9	Méthodes Perturbationnelles	64
3.10	Méthodes Variationnelles	66
3.10.0.1	Les méthodes de variation-perturbation	69
4	4	73
4.1	Calculation of vibrational spectra of Tetracene and Pentacene Monomers: Comparison with experimental data	75
4.1.1	Experimental data	75
4.1.2	Computational details: construction of the potential energy surface	75
4.1.3	Geometrical parameters of isolated tetracene molecule optimized using B3LYP and ω B97X-D methods associated with 6-311G and 6-311G** basis set	77
4.1.4	Truncation of the potential energy surface	78
4.1.5	Resolution of the vibrational Schrödinger equation (non-core bands with intensity)	80
4.2	Calculation of vibrational spectra of acene dimers: Comparison with ex- perimental data.	84
4.2.1	Calculated geometry and wavenumbers of dimers and comparison with experimental data	84
4.2.2	Pi-stacking in the acene family	87
4.2.3	The impact of molecule distortion on the vibration modes of acene dimers	89
4.2.4	Identification of unassigned peaks in the experimental spectra of tetracene and pentacene	91
4.3	NORMAL VIBRATIONAL MODES IN CRYSTALS	92
4.3.1	Basic theory	92
4.3.2	Results and discussion	94

List of Figures

1.1	Structure moyenne du modèle continental des asphaltènes	11
1.2	Molecule d'asphaltènes type archipel	12
2.1	Interaction électrostatique entre charges.	32
2.2	Interaction entre dipôles électrostatiques.	33
2.3	Interaction entre une molécule polaire et une seconde polarisable.	34
2.4	Interaction entre deux dipôles instantanés.	34
2.5	Interaction entre une espèce chargée et une molécule polaire.	35
2.6	π -stacking dans le cas d'un dimère de benzène	36
4.1	Representation of a tetracene molecule.	78
4.2	Far-infrared PA spectra of (a) tetracene; (b) pentacene	81
4.3	The deformed dihedral angle C1-C2-C3-C4 in Tetracene molecule	82
4.4	Comparison of theoretical and experimental wavenumbers of tetracene and pentacene	84
4.5	Optimized geometries for naphthalene dimers	86
4.6	Acene dimers in the parallel displaced configuration	89
4.7	Comparison of theoretical intramolecular vibration modes for acenes dimers	90
4.8	Comparison of theoretical intermolecular vibration modes for acenes dimers	91
4.9	Final assignment of the experimental infrared transitions for tetracene and pentacene	93
4.10	Geometrical data for a tetracene molecule	99
4.11	Effect of mode truncature on the first ten mode on wavenumber of tetracene	100

List of Tables

Chapter 1

Asphaltènes

Introduction

Les enjeux de la compréhension des propriétés physiques et chimiques d'un système reposent sur l'arrangement des atomes qui constituent sa structure. Dans cette optique, chimistes et physiciens ont développé au cours des années diverses méthodes visant à caractériser les systèmes chimiques, en tenant compte de leur environnement. Ces avancées méthodologiques restent toutefois limitées par les moyens technologiques, et la modélisation des systèmes de grande dimension représente un défi de taille pour les chercheurs. Entrant dans cette catégorie, les asphaltènes demeurent des constituants mal connus du pétrole brut et leur nature exacte comme leur taille restent, aujourd'hui encore, autant de freins à la caractérisation précise, en termes de composition chimique, des huiles brutes. L'étude et la compréhension approfondie de ces systèmes représente pourtant un enjeu scientifique et économique majeur, la présence de ces composés dans toutes les étapes, de la production au raffinage du pétrole, impliquant à l'heure actuelle l'emploi de procédés spécifiques particulièrement onéreux [1]. Plus précisément, les asphaltènes, présents sous forme de clusters ou de nanoparticules au sein des huiles brutes, tendent à augmenter la viscosité du pétrole brut et nécessitent des extractions chimiques successives, certaines étapes requérant de surcroît un traitement à haute température.

Si les informations expérimentales (obtenues par spectrométrie de masse, pyrolyse, etc.) recueillies au fil des années sur les asphaltènes n'ont pas permis, à elles seules, d'élucider leur composition chimique ou leur arrangement, éléments clés qui ouvriraient la voie à une caractérisation approfondie, des études conjointes expérience-théorie ont révélé des éléments intéressants [2]. Notamment, l'étude des huiles lourdes en tant que systèmes biphasiques complexes requiert d'appréhender en premier lieu les phénomènes d'agrégation conduisant à la formation de micelles d'asphaltènes. L'organisation de ces micelles permet ensuite de mettre en lumière l'effet de l'addition de pentane, employé comme solvant dans l'extraction des asphaltènes.

En définitive, bien que la modélisation des asphaltènes sur la base de ces éléments ouvre des pistes à la compréhension des processus d'agrégation, de floculation et de pré-

cipitation de ces systèmes, il est devenu indispensable d'augmenter le niveau de précision des représentations chimiques des asphaltènes pour espérer comprendre leurs propriétés et prédire, sinon prévenir, les conséquences des phénomènes d'agréation. Dans cette optique, il convient de revenir à la composition moléculaire de base des asphaltènes. Les asphaltènes sont constitués d'un mélange hétérogène de structures polycondensées et d'hétéroatomes (azote, oxygène, soufre). La présence de ces hétéroéléments induisant la formation de nombreuses interactions, notamment de type van der Waals, ces atomes constituent la clé de voûte de l'assemblage moléculaire [3, 4]. Elucider les interactions intermoléculaires impliquant ces hétéroatomes est le premier enjeu dans la représentation approfondie de la structure des asphaltènes.

En reprenant l'ensemble des études réalisées jusqu'à ce jour sur la structure des asphaltènes, ce chapitre se veut un état des connaissances actuelles de ces systèmes. En pointant du doigt les zones d'ombre qui persistent dans la représentation de ces molécules, nous poserons le cadre de travail dans lequel s'inscrit la présente étude.

1.1 Définition

Historiquement, le premier emploi du terme "asphaltène" est attribué au français Boussingault, qui l'utilise dès 1837 pour caractériser certains des produits de distillation de l'asphalte [5]. Les "asphaltènes" sont alors les solides insolubles dans l'alcool mais solubles dans l'essence de térébenthine, par opposition aux "pétrolènes", constituants volatils solubles dans l'éther.

A l'heure actuelle, le terme "asphaltène" désigne la fraction lourde du pétrole, insoluble dans les n-alcanes (tels que le n-pentane ou le n-heptane) mais soluble dans les solvants aromatiques tels que le toluène, la pyridine ou le benzène. D'un point de vue structural, les asphaltènes sont constitués de noyaux aromatiques condensés, substitués par des groupements aliphatiques et naphéniques et faisant intervenir des hétéroatomes (azote, soufre et oxygène) au sein d'arrangements de type hétérocycles [6]. La proportion globale d'hétéroatomes, comme la fraction précise d'atomes d'azote, de soufre ou d'oxygène, peut être quelque peu variable suivant les procédés d'extraction employés pour isoler les asphaltènes de l'huile brute [7].

1.2 Composition élémentaire

Les méthodes d'analyse principales appliquées pour déterminer la composition élémentaire d'une fraction lourde du pétrole ont été décrites par Barbelet *et al.* [8]. La composition élémentaire des asphaltènes en atomes de carbone et d'hydrogène semble varier faiblement suivant leur origine, et a été évaluée respectivement à $82\% \pm 3\%$ et $8.1\% \pm 0.7\%$ par Speight et Moschopedis [9]. En outre, contrairement aux fractions plus légères du pétrole, au sein desquelles les hydrocarbures sont principalement de nature aliphatique (paraffine cyclique de type mono ou di-naphtène) ou monoaromatiques, les fractions lourdes incluent des structures naphéniques et aromatiques comportant plus de six cycles alkyliques.

1.2.1 Composition en hétéroatomes

1.2.1.1 Soufre

Les dérivés soufrés contenus dans les asphaltènes sont semblables aux espèces que l'on retrouve dans les fractions plus légères du pétrole, mais leur proportion varie sensiblement. En règle générale, ces dérivés se divisent en cinq grandes classes chimiques : thiols, sulfures, disulfides, sulfoxydes et thiophènes. Thiols, sulfures, sulfoxydes et disulfides peuvent être classés plus précisément suivant leur nature cyclique ou acyclique, soit suivant l'organisation du squelette carboné (alkyle, aryle ou alkyl-aryle). Les dérivés thiophéniques, quant à eux, sont des structures polyaromatiques condensées autour d'un noyau thiophénique (benzo, dibenzo, naphthobenzo-thiophènes, etc.). Au sein des fractions lourdes, la majorité des espèces soufrées sont des dérivés thiophéniques, suivi par des dérivés sulfures (cycliques et acycliques). Des espèces de type sulfoxydes ont également pu être mises en évidence, dans des proportions très variables, leur teneur variant entre 0.3% et 10.3% [10, 11].

1.2.1.2 Azote

Dans les fractions brutes, l'azote est présent en quantité inférieure aux autres hétéroéléments. On distingue néanmoins deux types de composés en fonction de la teneur en azote de l'asphaltène considéré. C'est ainsi que l'on distingue les composés "bases", dont la proportion d'azote est inférieure à l'unité, des composés "neutres".

Les familles basiques qui ont pu être caractérisées présentent des structures dérivées de la quinoléine, contenant entre deux et quatre cycles aromatiques dont les configurations varient (péri ou catacondensées, avec différents degrés d'alkylation). Plus particulièrement, des benzo, dibenzo et tétrahydroquinoléines, ainsi que des azapyrènes ont été mis en évidence.

De même, des structures neutres présentant divers degrés d'alkylation ont été détectées : carbazoles, benzo-carbazole et dibenzo-carbazoles.

La proportion de structures neutres et basiques au sein d'une fraction brute est fortement liée aux paramètres géochimiques du site de provenance du pétrole. Enfin, il est à noter que des structures dérivées de la porphyrine ont été mises en évidence, même si de tels

composés se retrouvent en proportions plus anecdotiques. Leur présence, caractérisée au travers du complexe qu'elles ont tendance à former avec les ions nickel ou vanadium, dépend une fois de plus de l'origine du pétrole dont est extraite la fraction lourde. Le pourcentage d'occurrence de ces structures varie communément entre 0.6 et 3.3% [10, 11].

1.2.1.3 Oxygène

Des structures oxygénées se retrouvent également dans les fractions lourdes du pétrole, leur teneur variant entre 0.3% et 4.9% [11]. Différentes familles ont pu être identifiées, notamment des dérivés du phénol, tandis que la caractérisation de groupements carboxyles révèle la présence d'ester, d'acides carboxyliques, de cétones, d'amides ou de sulfoxydes.

1.3 Poids moléculaire des asphaltènes

Un rapide passage en revue de la bibliographie des asphaltènes révèle tout le débat autour de leur poids moléculaire. En effet, la distribution, en termes de poids moléculaire, varie entre 400 et 1500 Da pour les fractions de faible poids moléculaire, et peut atteindre 10^6 Da pour les fractions de haut poids moléculaire [12]. Le phénomène d'agrégation des asphaltènes est une des raisons avancées pour justifier qu'à l'heure actuelle aucune méthode n'ait permis de déterminer avec précision le véritable poids moléculaire de ces espèces. De nombreux procédés ont été employés pour tenter de résoudre ce problème, mais ceux-ci conduisent à des résultats ambigus, qu'il serait hasardeux de généraliser. A titre d'exemple, des mesures par osmométrie à tension de vapeur font apparaître des résultats fortement dépendants du type de solvant employé ; en présence d'un solvant apolaire tel que le toluène, les résultats apparaissent surestimés, au contraire de l'utilisation d'un solvant polaire telle que la pyridine ou le nitrobenzène.

Merdrignac et col.[13] rapportent l'évolution du poids moléculaire des asphaltènes et comparer les changements causés par le procédé d'hydroconversion.

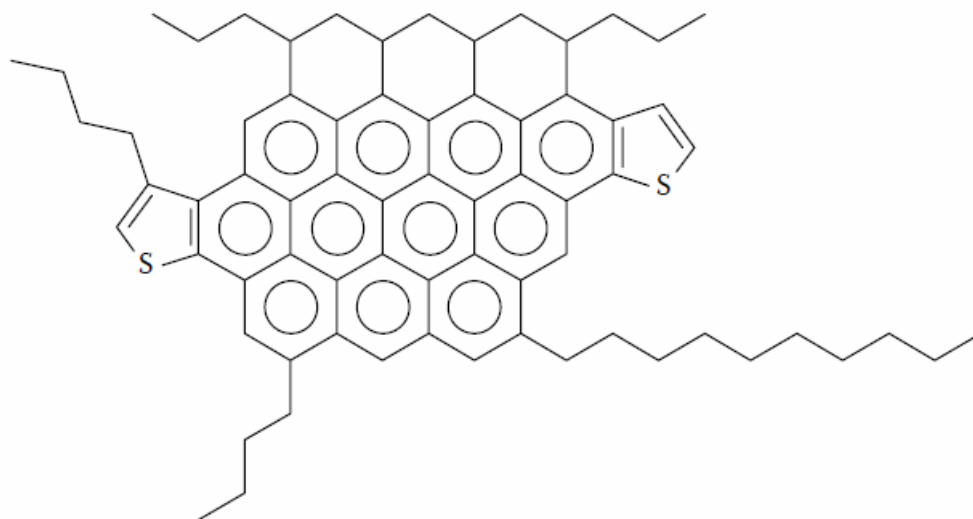


Figure 1.1: Structure moyenne du modèle continental des asphaltènes. Zhao et col. 2001

1.4 Caractérisation de la structure moléculaire des asphaltènes

La description de la structure des asphaltènes repose à l'heure actuelle sur deux modèles construits sur la base des résultats de diverses caractérisations expérimentales. Le premier modèle, baptisé "modèle continental", représente les asphaltènes comme de larges coeurs constitués de quatre à dix cycles aromatiques condensés, ramifiés par des chaînes alkyles courtes [14]. Ce modèle a été proposé par Zhao *et al.* [15] figure 1.1 après caractérisation des asphaltènes obtenus par fractionnement avec du pentane supercritique, puis réemployé par Rogel et Carbognani [16] dans leur travail sur des asphaltènes stables et instables extraits de pétrole provenant du Vénézuëla. Ce type de représentations est corrélé par des analyses en spectroscopie RMN, diffraction des rayons X et spectroscopie de fluorescence résolue en temps (TRDF).

Le modèle "archipel" présente quant à lui ces systèmes comme un ensemble de régions à caractère aromatique, constituées de deux à trois cycles condensés, reliées par des chaînes carbonées. Ce modèle s'appuie sur des analyses par pyrolyse, oxydation, dégradation thermique et dispersion angulaire neutronique, telles que rapportées par Gawrys *et al.* [17]. Sheremata *et al.* [18] ont notamment employé ce modèle pour la description des asphaltènes, comme le présente la figure reproduite ci-dessous (figure 1.2).

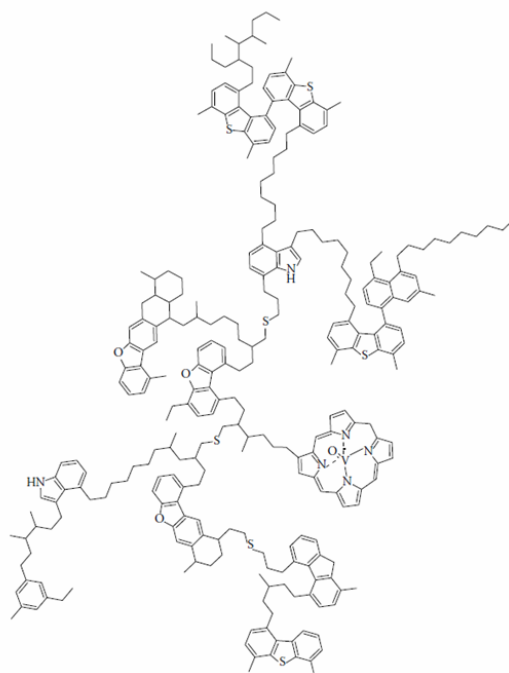


Figure 1.2: Représentation d'asphaltènes à l'aide du modèle archipel, proposé par Sheramata *et al.*

Ces deux modèles, basés sur des structures moléculaires bien distinctes, conduisent néanmoins à des propriétés physico-chimiques différentes. La description des agrégats d'asphaltènes ainsi que leur solubilité dans le pétrole brut seront nettement impactées par l'emploi de l'un ou l'autre de ces modèles. Du fait de la planéité induite par la présence d'un grand nombre de cycles aromatiques condensés, la représentation d'un agrégat d'asphaltènes dans le cadre du modèle continental conduit à un empilement de plans. A l'inverse, les chaînes alkyles du modèle archipel confère une toute autre géométrie à ces systèmes : les asphaltènes peuvent se courber par le biais d'interactions moléculaires pour former des macro-agrégats globulaires susceptibles de piéger les molécules de solvant.

1.4.1 Analyses par spectroscopie RMN

La spectroscopie de résonance magnétique nucléaire est couramment employée pour l'analyse structurale et la caractérisation de matériaux et de substances organiques. Cette technique représente donc une méthode d'analyse de choix pour l'étude des asphaltènes et a, à ce titre, permis d'acquérir les premiers résultats visant à résoudre leur composition chimique. Dès 1982, les travaux de Murphy *et al.* [19] révèlent que la structure primaire des asphaltènes se compose de multiples cycles aromatiques condensés (l'indice de con-

densation relevé sur ces systèmes étant de 3 au moins) ainsi que d'une grande variété de chaînes aliphatiques, longues et ramifiées. Par la suite, les travaux de Yen *et al.* en RMN 1H ont donné une première idée de la proportion d'hydrocarbures saturés en regard de la fraction d'hydrocarbures aromatiques au sein de molécules d'asphaltènes [20]. Enfin, plus récemment, Durand *et al.* ont employé les résultats de leurs analyses par RMN ^{13}C pour évaluer les indices de substitution et de condensation d'échantillons d'asphaltènes de différentes origines [21]. Leur étude tend à démontrer qu'au sein d'agrégats d'asphaltènes cohabitent les deux modèles structuraux évoqués ci-avant, à savoir le modèle continental et le modèle archipel.

1.4.2 Analyses par diffraction des rayons X

Une étude du caractère aromatique et des paramètres cristallins des asphaltènes, des résines et des gilsonites issus du pétrole a été présentée par Yen *et al.* sur la base d'analyses par diffraction des rayons X [22]. Leurs résultats, confortés par les travaux réalisés par Shirokoff *et al.* sur quatre échantillons d'asphaltènes issus d'huiles brutes provenant d'Arabie Saoudite [23], représentent les asphaltènes comme des feuillets de cycles aromatiques condensés portant des ramifications de natures naphéniques et aromatiques. Toutefois, Altget et Boduszynky rappellent judicieusement dans leur étude [24] qu'il convient de prendre avec précaution les résultats provenant d'analyses en diffraction, lorsque les données géométriques fournies par l'analyse servent de base pour construire un modèle structural du système étudié. Leurs travaux semblent en outre indiquer que la détermination du caractère aromatique des asphaltènes est, par ce biais, inappropriée sinon arbitraire.

1.4.3 Analyses par spectroscopie de Fluorescence Résolue en Temps

Cette méthode d'analyse a été employée à plusieurs reprises pour tenter d'élucider plus précisément la taille et la structure de molécules d'asphaltènes faiblement agrégées. Les premiers travaux en ce sens, réalisés par Groenzin et Mullins [25], tendent à montrer que les molécules d'asphaltènes ne seraient constituées que d'un seul groupe chromophore. En effet, le faible poids moléculaire obtenu pour ces systèmes, comme la coloration des

molécules, sont autant d'éléments recueillis incompatibles avec la représentation des asphaltènes sous forme de larges structures pseudo-polymériques constitués de deux ou trois cycles aromatiques reliés entre eux par de longues chaînes aliphatiques. En définitive, ces premières analyses semblent conforter la représentation des asphaltènes par le modèle continental.

Par la suite, Souza *et al.* ont rapporté l'agrégation persistante des asphaltènes à la faible concentration de 0.8 g/L, soit sous le seuil de concentration critique de nanoagrégation [26]. Leurs travaux corroborent par ailleurs les résultats de Groenzin *et al.* quant à la structure des molécules d'asphaltènes en cela qu'ils concluent à une structure primaire constituée par un anneau polyaromatique de quatre cycles ou plus.

1.4.4 Analyses par spectroscopie infrarouge

La caractérisation d'un système chimique en termes de composition passe nécessairement par des analyses en spectroscopie infrarouge, laquelle permet l'identification des groupements fonctionnels de ce système. Toutefois, l'étude des fractions lourdes du pétrole, la diversité chimique et la taille des espèces présentes rend complexe l'utilisation de la spectroscopie IR. C'est ce que soulignent Yuan *et al.*, qui relèvent l'existence d'un faible nombre d'analyses employant l'infrarouge moyen pour la caractérisation physique et chimique des huiles lourdes [27]. Parmi les travaux notables, l'étude couplée en spectroscopies IR et UV-sisible menée par El-Bassoussi *et al.* sur deux échantillons d'asphaltènes provenant d'Egypte a permis de classer les espèces présentes en mono, di et polyaromatiques. En accord avec les deux modèles de représentation des asphaltènes, les espèces prédominantes sont les espèces di ou polyaromatiques [28]. En 2007, Rodrigues Coelho *et al.* [29] démontrent l'existence d'une corrélation linéaire entre les intensités des bandes infrarouges symétriques et antisymétriques associées aux atomes d'hydrogène aromatiques de type arènes méthyl-substitués dans les régions $2900\text{--}3100\text{ cm}^{-1}$ et $700\text{--}900\text{ cm}^{-1}$. Enfin, Laxalde *et al.* [30] rapportent une interprétation ajustée sur les structures modèles des asphaltènes en repérant les vibrations de stretching des liaisons C-H (hors du plan) et C=C.

1.5 Coexistence des structures moléculaires

La compilation de l'ensemble de ces résultats expérimentaux tend à suggérer que les deux modèles structuraux des asphaltènes peuvent coexister au sein des fractions lourdes. Cette idée est appuyée par les résultats d'Acevedo *et al.* [31, 32] qui ont montré que les asphaltènes pouvaient se diviser en deux fractions : une fraction insoluble dans le toluène, baptisée A1, qui serait rigide et plane, conformément au modèle continental, et une fraction soluble dans le toluène grâce à de nombreuses interactions intermoléculaires, baptisée A2 et qui correspondrait au modèle archipel. Sur la base de ces éléments, Acevedo et son équipe ont mis en place une nouvelle représentation des agrégats d'asphaltènes. Le système colloïdal consisterait en une fraction d'asphaltènes A1, entourés par une couche d'asphaltènes A2, ces derniers aidant à la solubilisation de l'ensemble. En définitive, une revue bibliographique des analyses menées à ce jour sur les asphaltènes montre qu'aucun modèle structural définitif n'a pu être validé pour ce type de systèmes. De nombreux travaux cherchent encore à clarifier l'architecture moléculaire des asphaltènes, à deux échelles distinctes. En premier lieu, l'étude de la microstructure correspond à des systèmes de poids moléculaires variant entre 500 et 10 000 Da, soit à des nano-agrégats d'asphaltènes. En second lieu, les travaux sur la macrostructure de ces entités correspondent à l'étude d'assemblages de ces nano-agrégats d'asphaltènes et sont intimement liés au milieu.

1.6 Construction de la structure moléculaire des asphaltènes

La construction d'un modèle moléculaire utilisable en simulation se fait sur la bases des données expérimentales recueillies, suivant deux méthodes principales. La première méthode repose sur une corrélation des résultats empiriques utilisés pour déduire des informations structurales. Dans le cas des asphaltènes, l'existence de nombreux cycles aromatiques et l'ensemble des données obtenues concernant la longueur des chaînes aliphatiques ont permis à Takanohashi *et al.* d'étudier trois structures distinctes d'asphaltènes générées par la méthode de Sato par le biais de simulation en dynamique

moléculaire [33]. La seconde méthode consiste à identifier des caractéristiques structurales propres au système ainsi que sa composition moléculaire en suivant un processus stochastique. Le modèle structural se construit par l'addition des données expérimentales et/ou par recoupement de ces résultats avec une base de données existantes. Cette méthode a été poursuivie aussi bien par Elyashberg *et al.* [34], qui ont développé un algorithme permettant la construction d'une structure sur la base de données RMN, que par Todeschini *et al.* [35] qui ont quant à eux employé des propriétés physiques telles que l'hydrophobie, le point de fusion et le point d'ébullition. La construction d'un modèle moléculaire des asphaltènes peut en dernier lieu se faire initialement de façon plus intuitive, les informations expérimentales servant ensuite à optimiser le modèle de départ [36, 37, 38].

1.7 Modélisation moléculaire des asphaltènes

La chimie computationnelle a révolutionné notre façon d'appréhender la structure et la réactivité des molécules, de sorte que la simulation est désormais une des clés de voûte de l'avancée scientifique. Comme nous l'avons souligné dans les paragraphes précédents, la nature et la complexité des asphaltènes rendent impossible une leur caractérisation exhaustive par le seul biais de données expérimentales. Dans ce cadre, l'intérêt des simulations est incontestable et nombreux sont les travaux qui se sont déjà penchés sur la configuration moléculaire, les interactions intermoléculaires, la stabilité ou les phénomènes d'agrégation de ces systèmes. Concernant ce dernier point, la modélisation moléculaire a permis de justifier que l'agrégation des asphaltènes représentait la conformation la plus stable, sur la base d'une double approche structurale et thermodynamique révélant les interactions avec les résines, présentes au sein des fractions lourdes, et les solvant [39]. Selon ces travaux, l'interaction responsable de la formation comme de la stabilité des micelles formés d'asphaltènes et de résines serait la force d'attraction qui s'exerce entre les plans aromatiques. D'autres études théoriques se fondent sur les modèles structuraux proposés pour les asphaltènes. Les orbitales moléculaires de dimères d'asphaltènes, envisagés successivement par les modèles continental et archipel, ont été étudiés dans une approche semi-empirique ZINDO après optimisation des structures en DFT (théorie de

la fonctionnelle de la densité). Du point de vue de la stabilité, la configuration continentale, représentées dans les simulations par des dimères empilés pour symboliser les plans d'asphaltènes propres à ce modèle, s'avère globalement plus stable que la configuration archipel [40].

1.8 Problèmes liés aux asphaltènes dans l'industrie pétrolière

Comme évoqué en introduction du présent chapitre, les problèmes techniques induits par la présence d'asphaltènes au sein des fractions lourdes du pétrole se posent à tous les stades de la production pétrolière, de l'extraction au raffinage. S'agissant de l'étape d'extraction, les asphaltènes, possédant des propriétés de sédimentation, viennent réduire la perméabilité de la roche et limiter le rendement d'extraction, lorsqu'ils ne provoquent pas le blocage de l'ensemble du pipeline et l'arrêt du procédé [41]. Par ailleurs, les asphaltènes ont tendance à précipiter lors du mélange de deux pétroles d'origine différente ; ce phénomène physique augmente la viscosité du fluide obtenu par mélange et le rend de fait difficile à manipuler et transporter. Dans les phases de raffinage, et plus spécifiquement au cours des procédés d'hydrotraitement, la forte teneur en hétéroéléments des asphaltènes est susceptible de perturber l'action des catalyseurs, sinon de les désactiver. De manière générale, les conditions physiques nécessaires aux différents stades de production pétrolière (hautes températures, pressions élevées) induisent des modifications chimiques structurales susceptibles de rendre le système instable. Dans ces conditions, les asphaltènes flocculent et précipitent ; leur taille augmente et ces systèmes ont alors tendance à adhérer à la surface des pipelines [42]. Enfin, les asphaltènes contribuent à la formation d'émulsions huile/eau stables qui affectent le procédé de séparation pétrole/eau dans la phase de récupération assistée du pétrole par l'eau [43]. L'ensemble des problèmes induits par la présence des asphaltènes ont un impact économique majeur sur le procédé. Ces systèmes obligent à requérir à un traitement spécifique et onéreux pour le traitement des fractions lourdes du pétrole brut.

Chapter 2

Rappels théoriques : Méthodes de la fonctionnelle de la densité (DFT)

Introduction

La chimie théorique est une science relativement récente, puisque ce n'est qu'en 1933 que le physicien autrichien Erwin Schrödinger a reçu le prix NOBEL de physique, en commun avec Paul DIRAC, pour ses travaux représentant, depuis, les fondements de la chimie quantique. En effet, l'équation de Schrödinger nous prouve que la connaissance de la fonction d'onde du système donne accès, explicitement ou non, à toutes les valeurs caractéristiques du système chimique étudié. Dans l'article *La situation actuelle en mécanique quantique* [44] paru en 1935, la métaphore du “chat de Schrödinger” a largement contribué à la vulgarisation de cette science auprès du public scientifique. En effet, il y symbolise, à l'aide d'un exemple macroscopique régit par les lois de la physique classique, la philosophie de la mécanique quantique dévolue à l'étude des systèmes microscopiques. Le plus grand défi à relever ici était de faire comprendre qu'une “mesure quantique” est une combinaison linéaire d'une somme d'états de probabilités non-nulles et non une valeur unique. L'expérience fictive consiste à placer un chat dans une boîte contenant un flacon de poison ainsi qu'une source radioactive. Lorsqu'un compteur Geiger détecte un certain seuil de radiation, un mécanisme vient briser le flacon et libère ainsi des vapeurs mortelles. Dans un raisonnement quantique, le chat est donc à la fois vivant et mort dans la boîte tant qu'elle reste close, avec une probabilité de vie de plus en plus faible au cours du temps.

En pratique, le nombre considérable de calculs à réaliser dans le cadre de la chimie théorique lie intrinsèquement cette science au développement de l'informatique, tout aussi récent. Il s'agit même de l'une des plus grandes limites encore rencontrée de nos jours. Même si la loi de MOORE [45] ¹, empirique de son état, a commencé à perdre en véracité dès lors que la fréquence des processeurs (CPU) engendrait une déperdition de chaleur trop importante et commercialement non-maîtrisable ($\gtrsim 5$ Ghz), l'apparition des processeurs multicœurs s'est vu être la solution la plus efficace. Après l'adaptation nécessaire des codes séquentiels en version parallèle, la démocratisation relative des clusters de calcul ² permet à l'heure actuel le développement de codes hautement parallélisés (>

¹La loi de MOORE (1965), renommée première loi de MOORE compte-tenu de l'ajustement ultérieur, énonce que la complexité des semi-conducteurs (et donc de la puissance de calcul) suit une loi exponentielle au cours du temps.

²Un cluster de calcul, ou grappe de serveurs, est un ensemble de serveurs esclaves, les nœuds, con-

1000 processeurs). Ceci permet alors de faire moins d'approximations théoriques et donc de tendre vers des valeurs de plus en plus exactes, tout en gardant des temps de calcul raisonnables. Un engouement pour les clusters de cartes graphiques (GPU) est aussi à noter dans les domaines scientifiques où, tel que la dynamique moléculaire, les calculs sont extrêmement fragmentables et peu interdépendants.

Dans ce chapitre, nous rappellerons dans un premier temps les fondements de la théorie de la fonctionnelle de la densité, notée DFT, par le biais de l'évolution des différents modèles qui ont été proposés. Nous verrons ensuite comment les théorèmes de HOHENBERG et KOHN prouvent que la seule connaissance de la densité électronique permet de résoudre l'équation de Schrödinger dans le cadre de la DFT. La fonctionnelle universelle $F_{HK}[\rho]$, qui permettrait une résolution exacte du problème, restant inconnue, nous aborderons dans une troisième partie l'approche KS qui contourne ce problème et légitime certaines approximations. Ces dernières donnant naissance à différents types de fonctionnelle, elles seront succinctement présentées dans la pénultième partie de ce chapitre. Finalement, le développement de la méthode de calcul utilisée dans ce travail de thèse, sera présentée étape par étape en fin de chapitre.

trôlés par un ou plusieurs serveurs maîtres, le(s) frontal(aux). Ce groupe de serveurs indépendants, fonctionnant comme un seul et même système, permet d'optimiser les ressources (processeur, mémoire vive, stockage...) et une meilleure répartition des tâches sur les différents nœuds.

2.1 Les fondements de la DFT

Contrairement aux méthodes HARTREE-FOCK, noté HF, et *a fortiori* post-HF qui décrivent le système électronique par une fonction d'onde $\Psi_{(\vec{r})}$, la théorie de la fonctionnelle de la densité le décrit par la densité électronique, notée $\rho_{(\vec{r})}$, qui est liée à la fonction d'onde $\Psi_{(\vec{r})}$ par la relation suivante :

$$\begin{aligned}\rho_{(\vec{r})} &= \int \Psi_{(\vec{r})}^* \Psi_{(\vec{r})} \\ &= \int |\Psi_{(\vec{r})}|^2\end{aligned}\tag{2.1}$$

avec \vec{r} : ensemble des coordonnées électroniques.

L'énergie de l'état fondamental est ainsi une fonctionnelle de la densité électronique, c'est-à-dire que $E_0 = E_{(\rho)}$.

2.1.1 Modèle de Thomas-Fermi

Le terme d'énergie cinétique a été exprimé comme une fonctionnelle de la densité pour la première fois en 1927 par THOMAS et FERMI :

$$\hat{T}_{TF}[\rho] = \frac{3}{10}(3\pi)^{2/3} \int \rho_{(\vec{r})}^{5/3} . d\vec{r}\tag{2.2}$$

Celle fonctionnelle est alors combinée aux expressions classiques des interactions électrons-noyaux et électrons-électrons, exprimées elles aussi en fonction de la densité électronique :

$$E_{TH}[\rho] = T_{TH}[\rho] + V_{Ne}[\rho] + V_{ee}[\rho]\tag{2.3}$$

2.1.2 Modèle de Thomas-Fermi-Dirac

Le terme d'échange, résultant du principe d'exclusion de PAULI, a ensuite été ajouté par Dirac en 1930 afin d'affiner le modèle :

$$\begin{aligned}
K[\rho] = E_x[\rho] &= \int \rho_{\vec{r}} \epsilon_x[\rho] \cdot d\vec{r} \\
&= -\frac{3}{4} \left(\frac{3}{\pi} \right)^{1/3} \int \rho_{(\vec{r})}^{4/3} \cdot d\vec{r}
\end{aligned} \tag{2.4}$$

avec $\epsilon_x[\rho]$: énergie d'échange par électron.

Le modèle de THOMAS-FERMI-DIRAC est défini par la combinaison de cette expression avec l'équation 2.2 et le potentiel d'interaction électrons-noyaux $V_{Ne}[\rho]$. Notons que la corrélation électronique n'est toujours pas prise en compte dans ce modèle.

2.1.3 Modèle de Slater

Partant d'une approche basée sur la méthode HF, SLATER proposa en 1951 de substituer le terme d'énergie d'échange par une fonctionnelle de la densité issue de l'énergie d'échange de Dirac. Ce terme d'échange dans le formalisme HF peut alors être généralisé en introduisant le paramètre α :

$$E_x[\rho] = -\frac{9\alpha}{8} \left(\frac{3}{\pi} \right)^{1/3} \int \rho_{(\vec{r})}^{4/3} \cdot d\vec{r} \tag{2.5}$$

Des analyses empiriques basées sur différents types de systèmes chimiques ont conduit à une valeur de 3/4 pour α , offrant une meilleure précision que la valeur originelle de l'expression de Dirac (2/3).

2.2 Les théorèmes de Hohenberg et Kohn

Tous ces modèles, qui constituent les fondements de la DFT, ne démontrent pas formellement que seul la connaissance de la densité est importante pour atteindre la valeur de l'énergie totale d'un système. C'est ainsi que HOHENBERG et KOHN eurent l'idée en 1965 de démontrer, par le biais de deux théorèmes, que l'équation de Schrödinger pouvait être résolue de façon exacte, dans le cadre de l'approximation de BORN-OPPENHEIMER uniquement grâce à la densité électronique.

2.2.1 Premier théorème : preuve d'existence

Ce premier théorème énonce que l'ensemble des propriétés du système, notamment l'énergie, peuvent être calculées à partir de la seule densité électronique de l'état fondamental. Elles peuvent donc être décrites comme une fonctionnelle de la densité électronique, et l'énergie totale s'écrit alors :

$$E[\rho] = F_{HK}[\rho] + \int \rho(\vec{r}) \nu_{ext} d\vec{r} \quad (2.6)$$

où :

$$F_{HK}[\rho] = T_e[\rho] + V_{ee}[\rho] \quad (2.7)$$

$$\nu_{ext} = V_{Ne}[\rho]$$

Notons que la fonctionnelle universelle $F_{HK}[\rho]$, qui regroupe les termes d'énergie cinétique des électrons et celui d'énergie potentielle d'interaction électron-électron, n'est pas liée au potentiel externe ν_{ext} . L'énergie de l'état fondamental est *a priori* accessible de manière exacte car cette fonctionnelle ne repose sur aucune approximation.

2.2.2 Second théorème : théorème variationnel

Basé sur l'équation 2.6, HOHENBERG et KOHN ont ensuite construit un principe variationnel pour déterminer la densité électronique de l'état fondamental :

$$E[\rho] \geq E[\rho_0] \quad (2.8)$$

avec ρ_0 : densité électronique de l'état fondamental,

ρ : densité électronique quelconque.

Dans cette équation, à une densité d'essai ρ correspond une seule énergie potentielle $\int \rho(\vec{r}) \nu_{ext} d\vec{r}$ et une seule fonction d'onde Ψ_ρ . La méthode de double minimisation, *i.e.* sous contrainte de LEVY, permet de différencier la fonction d'onde Ψ_{ρ_0} , correspondant à l'état fondamental, parmi le jeu infini des fonctions d'ondes Ψ_ρ donnant la même densité. Ainsi, nous pouvons déterminer, parmi toutes les densités, celle qui minimisera l'énergie par la relation suivante :

$$E[\rho_0] = \min_{\rho} (\min_{\Psi \rightarrow \rho} (F[\rho] + \int \rho_{\vec{r}} \nu_{\vec{r}} \cdot d\vec{r})) \quad (2.9)$$

Si les théorèmes de HOHENBERG et KOHN démontrent une correspondance unique entre une densité $\rho_{\vec{r}}$ et la fonction d'onde Ψ du système, la fonctionnelle universelle $F_{HK}[\rho]$ reste cependant inconnue.

2.3 Approche Kohn-Sham

Afin de contourner ce problème, KOHN et SHAM substituèrent au Hamiltonien réel, décrivant un système de n particules en interaction, un Hamiltonien de référence décrivant un système de n particules sans interaction mais ayant la même densité que le système réel. Le problème est ainsi réduit à la résolution de n équations monoélectronique couplées, analogues aux équations de HF. L'opérateur monoélectronique de Kohn-Sham \hat{K}_{KS} s'exprime ainsi :

$$\hat{H}_{KS} = -\frac{1}{2}\nabla^2 + \nu_H[\rho] + \nu_{xc}[\rho] + \nu_{ext}[\rho] \quad (2.10)$$

où :

$$\nu_H[\rho] = \int \frac{\rho(\vec{r}) - \rho(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \cdot d\vec{r}' \quad (2.11)$$

$$\nu_{xc}[\rho] = \frac{\partial E_{xc}[\rho(\vec{r})]}{\partial \rho(\vec{r})} \quad (2.12)$$

$\nu_H[\rho]$ et $\nu_{xc}[\rho]$ étant respectivement le potentiel de HARTREE et le potentiel d'échange et de corrélation, dans lequel $E_{xc}[\rho(\vec{r})]$ est l'énergie d'échange et de corrélation.

En définissant un potentiel fictif $\nu_{eff}(\vec{r})$ pouvant être appliqué à des systèmes sans interaction de densité ρ :

$$\nu_{eff}(\vec{r}) = \nu_H[\rho] + \nu_{xc}[\rho] + \nu_{ext}[\rho] \quad (2.13)$$

nous introduisons alors un jeu d'orbitales $\psi(\vec{r})$, appelées orbitales de KOHN-SHAM, et nous obtenons un jeu d'équations aux valeurs propres :

$$\hat{H}_{KS}\psi_i(\vec{r}) = \epsilon_i\psi_i(\vec{r}) \quad (2.14)$$

Comme dans le cas de la méthode HF, l'énergie du système peut être minimisée en résolvant ce jeu d'équations de façon auto-cohérente grâce à l'utilisation des orbitales de KOHN-SHAM. L'énergie du système est alors donnée par :

$$E_{KS}^{tot}[\rho] = T_s[\rho] + J[\rho] + E_{xc}[\rho] + \int V_{ext}(\vec{r})\rho(\vec{r}).d\vec{r} \quad (2.15)$$

avec

- $T_s[\rho]$: énergie cinétique des électrons sans interaction,
- $J[\rho]$: énergie d'interaction coulombienne entre les électrons,
- $E_{xc}[\rho]$: énergie d'échange et de corrélation,
- $\int V_{ext}(\vec{r})\rho(\vec{r}).d\vec{r}$: énergie d'interaction avec le potentiel externe.

D'après les théorèmes de HOHENBERG et KOHN, $E_{KS}^{tot}[\rho]$ doit être égale à l'énergie totale du système réel $E_{reel}^{tot}[\rho]$, qui peut être décrite comme suit :

$$E_{reel}^{tot}[\rho] = T[\rho] + V_{ee}[\rho] + \int V_{ext}(\vec{r})\rho(\vec{r}).d\vec{r} \quad (2.16)$$

Le terme d'échange corrélation peut ainsi être explicité comme étant la somme de la correction à l'énergie cinétique due à l'interaction entre électrons ($T[\rho] - T_s[\rho]$) et les corrections non classiques à la répulsion électron-électron ($V_{ee}[\rho] - J[\rho]$) :

$$E_{xc}[\rho] = T[\rho] - T_s[\rho] + V_{ee}[\rho] - J[\rho] \quad (2.17)$$

La théorie de la fonctionnelle de la densité de KOHN-SHAM a connu un grand succès parmi les méthodes de calcul appliquées aux grands systèmes dû à son ratio coût calculatoire/performance très intéressant. C'est pour cet avantage indéniable qu'elle sert de base à de nombreuses évolutions de la DFT.

2.4 Les différentes classes de fonctionnelle

Formellement, la DFT est donc une méthode exacte, dans la limite de la connaissance de la fonctionnelle universelle $F_{HK}[\rho]$ ou de sa fonctionnelle exacte d'échange et de corrélation $F_{xc}[\rho]$. Malheureusement, la forme exacte de l'énergie d'échange et de corrélation est

inconnue, si bien qu'il est nécessaire de faire des approximations. Dans la pratique, l'énergie d'échange et de corrélation $E_{xc}[\rho]$ est calculée à l'aide de fonctionnelles d'échange et de corrélation, définies comme suit :

$$\int F_{xc}[\rho(\vec{r})].d\vec{r} = E_{xc}[\rho(\vec{r})] \quad (2.18)$$

L'énergie d'échange et de corrélation est généralement séparée en deux termes distincts, l'un d'échange $E_x[\rho]$ et l'autre de corrélation $E_c[\rho]$:

$$E_{xc}[\rho(\vec{r})] = E_x[\rho(\vec{r})] + E_c[\rho(\vec{r})] \quad (2.19)$$

Plusieurs fonctionnelles ont donc été développées pour traiter chacune de ces contributions, de façon simultanée ou indépendante. Nous allons ici donner un bref aperçu – non exhaustif – des différentes familles de fonctionnelles, en suivant le critère de classification donné par PERDEW et couramment dit “échelle de Jacob de PERDEW”. Il a proposé de classer les fonctionnelles en fonction du degré d'information non local contenu dans leur forme analytique. Au premier échelon se trouvent les fonctionnelles qui dépendent uniquement de la densité électronique, dites fonctionnelles LDA (“Local Density Approximation”). Viennent ensuite les fonctionnelles corrigées par gradient GGA (“Generalized Gradient Approximation”) dans lesquelles la non-localité est introduite grâce à leur dépendance par rapport au gradient de la densité. A ce même niveau se trouvent également les fonctionnelles de type méta-GGA, dépendant aussi de l'énergie cinétique (calculée à partir des orbitales moléculaires remplies). Il faut noter que, d'un point de vue mathématique, toutes ces familles de fonctionnelles sont strictement locales. Pour parvenir à des fonctionnelles véritablement non locales il faut encore monter d'un cran dans l'échelle de PERDEW, jusqu'aux fonctionnelles dites hybrides, où la présence d'un pourcentage (variable) d'échange HF calculé en utilisant les orbitales KS, permet d'introduire un véritable terme non local. Plus récemment une autre famille de fonctionnelles hybrides a été développée (dite à longue portée ou encore à séparation de portée) dans laquelle le pourcentage d'échange calculé de façon HF n'est pas constant mais dépend de la distance inter-électronique. Enfin, des fonctionnelles non locales montrant une dépendance explicite des orbitales KS occupées et vacantes représentent le dernier niveau dans l'échelle de PERDEW.

2.4.1 Local Density approximation (LDA)

L'approximation locale de la densité est l'approximation la plus grossière, dans laquelle l'énergie d'échange et de corrélation E_{xc} n'est fonction que de la seule densité électronique :

$$E_{xc}^{LDA}[\rho(\vec{r})] = \int \rho(\vec{r}) \epsilon_{xc}[\rho(\vec{r})] . d\vec{r} \quad (2.20)$$

où la valeur de ϵ_{xc} à une position \vec{r} est calculée exclusivement à partir de la valeur de la densité électronique ρ à cette position. En pratique, ϵ_{xc} décrit l'énergie d'échange et de corrélation par particule pour un gaz uniforme d'électrons de densité ρ . Le potentiel d'échange et de corrélation correspondant est alors :

$$\nu_{xc(\vec{r})}^{LDA} = \epsilon_{xc}[\rho(\vec{r})] + \rho(\vec{r}) \frac{\partial \epsilon_{xc}[\rho(\vec{r})]}{\partial \rho} \quad (2.21)$$

Malgré le fait que les résultats obtenus soient généralement en bon accord avec les résultats expérimentaux, notamment au niveau de la géométrie et de la structure électronique, cette approximation reste une approximation locale, c'est-à-dire dans laquelle on ne tient pas compte de l'inhomogénéité de la densité électronique.

2.4.2 Generalized Gradient Approximation (GGA)

L'idée directrice de l'approximation du gradient généralisé est donc de mieux tenir compte de l'inhomogénéité de la densité du système, en introduisant une dépendance de la densité ρ à son gradient $\nabla \rho$. L'expression générale des fonctionnelles de type GGA est la suivante :

$$E_{xc}^{GGA}[\rho(\vec{r})] = A_x \int \rho(\vec{r})^{4/3} E^{GGA}(s) . d\vec{r}^3 \quad (2.22)$$

où s , gradient de la densité réduite, est tel que :

$$s = \frac{|\nabla \rho(\vec{r})|}{2k_F \rho(\vec{r})} \quad (2.23)$$

avec $k_F = (3\pi^2 \rho(\vec{r}))^{1/3}$. Ainsi, on fait apparaître avec s un terme quasi-local, dépendant non seulement de la densité électronique mais également de son gradient au voisinage de

\vec{r} .

Un exemple de fonctionnelle GGA est celle de PERDEW, BURKE et ERNZHERHOF, notée PBE [46].

2.4.3 Fonctionnelles hybrides

La dernière grande famille de fonctionnelles est celle des fonctionnelles hybrides. L'idée consiste à introduire une fraction d'échange calculée de façon exacte (telle qu'utilisée dans la méthode HF) dans une fonctionnelle d'échange de type GGA. L'expression de E_{xc} devient alors :

$$E_{xc}^{hybride}[\rho(\vec{r})] = (1 - \alpha)E_{xc}^{GGA}[\rho(\vec{r})] + \alpha E_{xc}^{HF}[\rho(\vec{r})] \quad (2.24)$$

où le coefficient de la combinaison α donne le rapport HF/DFT. PBE0 [47] Celle-ci présente 25% d'échange HF [48] dans une fonctionnelle GGA de type PBE [46] :

$$E_{xc}^{PBE0} = E_{xc}^{PBE} + \frac{1}{4}(E_x^{HF} - E_x^{PBE}) \quad (2.25)$$

Elle a l'avantage d'être non paramétrée (car le pourcentage d'HF inclus n'est pas empirique mais basé sur des arguments de théorie perturbative), et de fournir des résultats très précis, que ce soit au niveau du calcul des structures moléculaires, des structures électroniques ou encore des propriétés spectroscopiques [47].

Nous mentionnerons également la fonctionnelle hybride la plus utilisée pour traiter des systèmes moléculaires, à savoir la fonctionnelle B3LYP [49]. Comme son nom l'indique, elle inclut trois paramètres et est basée sur les fonctionnelles GGA d'échange et de corrélation de BECKE (B) [50] et LEE, YANG et PARR (LYP) [51], suivant l'expression :

$$E_{xc}^{B3LYP} = (1 - a)E_x^{LSDA} + aE_x^{HF} + b\Delta E_x^B + (1 - c)E_c^{LSDA} + cE_c^{LYP} \quad (2.26)$$

avec a , b et c fixés respectivement à 0,20 , 0,72 et 0,81.

2.4.4 Nécessité d’une fonctionnelle « longue portée »

Bien que calculatoirement très pratiques, les méthodes basées sur la fonctionnelle de la densité connaissent des limites évidentes lorsqu’il s’agit de traduire correctement les interactions à longue distance. Ces interactions se révèlent pourtant être à l’origine de nombreuses propriétés chimiques et physiques des matériaux. En effet, elles sont par exemple responsables de la cohésion des cristaux liquides et moléculaires, des propriétés d’adhésion et de physisorption sur des surfaces, de la spécificité de site de l’ADN mais aussi de la cohésion dans les systèmes lamellaires, et plus particulièrement dans le cas des matériaux graphitiques qui nous intéressent présentement. La compréhension et la bonne modélisation de ce type d’interactions est donc naturellement devenu un axe important dans le domaine de la physique et de la chimie quantique.

2.4.4.1 Mise en évidence des forces de Van der Waals

L’existence de phases naturellement condensées comme les liquides et les solides moléculaires a permis de démontrer de façon empirique la présence de forces attractives entre les molécules. Avec un raisonnement analogue, des forces répulsives à faibles distances ont été mises en avant grâce aux propriétés d’incompressibilité infinie de ces mêmes systèmes chimiques.

Johannes Diderik Van der Waals fut le premier en 1873 à intégrer cette notion de forces attractives et répulsives dans le modèle du “gaz parfait” (2.27) en introduisant comme suit deux termes correctifs dans sa loi des “gaz réels” (2.28) :

$$PV = nRT \quad (2.27)$$

$$\left(P + \frac{n^2 a}{V^2}\right) (V - nb) = nRT \quad (2.28)$$

avec P : pression (Pa),
 V : volume du gaz (m^3),
 n : quantité de matière de gaz (mol),
 R : constante des gaz parfaits,
 T : température (K),
 a et b : constantes ajustables positives.

Cette équation d'état est beaucoup plus proche des valeurs expérimentales, notamment aux fortes pressions. En effet, le volume d'exclusion nb permet de tenir compte du volume propre occupé par les molécules. Nous rappellerons que dans le modèle des gaz parfaits, dans lequel les molécules sont assimilées à des points ponctuels, ce volume est négligé. Notons que la pression est aussi corrigée par le terme $\frac{n^2 a}{V^2}$ afin de tenir compte de la diminution de pression au voisinage des parois, du fait de l'existence d'interactions attractives entre les molécules.

L'écriture de la loi des "gaz réels" par Van der Waals a réellement initié la volonté de comprendre la nature de ces interactions et a naturellement conduit à de nombreuses études concernant les différents systèmes chimiques. Des efforts sont particulièrement portés sur la modélisation de forces de cohésions universelles, et non pas liées à une seule problématique.

2.4.4.2 Natures des interactions à modéliser

Avant de pouvoir établir une théorie, il faut avant tout comprendre la nature du phénomène. Les atomes et molécules étant composés de particules naturellement chargées, *i.e.* de noyaux et d'électrons, ils interagissent donc par des forces de COULOMB. Celles-ci se décomposent en plusieurs éléments selon leur nature : l'électrostatique, l'induction (ou polarisation), la dispersion et l'échange. L'effet du terme électrostatique représente la répulsion ou l'attraction entre des charges respectivement de même signe ou de signes opposés (figure 2.1). Son énergie $E_{Coulomb}$ a été définie par Charles-Augustin COULOMB en 1785 comme suit :

$$E_{Coulomb} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} * \frac{q_1 q_2}{r} \quad (2.29)$$

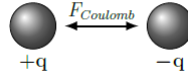


Figure 2.1: Interaction électrostatique entre charges.

avec q_1 et q_2 : charges respectives des particules 1 et 2,

r : distance entre les particules.

L'induction est quant à elle due à la déformation de la densité électronique d'un atome ou d'une molécule par l'effet du champ électrique d'une molécule voisine. Ces deux contributions sont très bien définies en physique classique, contrairement à la dispersion et l'échange, qui sont liés à des effets quantiques. En effet, ce sont les phénomènes de fluctuations quantiques de la distribution des charges qui sont à l'origine du terme de dispersion, et la contribution d'échange est dûe au principe d'exclusion de PAULI qui impose que deux électrons ne peuvent pas posséder le même état quantique au même moment. Dans le cas d'une paire d'atomes en interaction ayant leurs couches électroniques partiellement occupées, cette contribution est positive et engendre une liaison chimique liante forte. À l'inverse, lorsqu'il s'agit de systèmes électroniques à couche fermée, elle devient un terme de répulsion à courte distance responsable du phénomène d'exclusion stérique. Ce phénomène étant inclu dans la loi des "gaz réels" de Van der Waals (équation 2.28) sous la forme du volume d'exclusion nb .

D'une manière plus générale, c'est-à-dire en dépassant le cadre des gaz, les interactions de Van der Waals sont générées par les fluctuations de distributions de charge des atomes et molécules et conduisent aux équations suivantes, où l'énergie est exprimée en Joules :

$$E_{Keesom} = -\frac{1}{r^6} \left(\frac{\mu_1^2 \mu_2^2}{3(4\pi\epsilon_0\epsilon)^2 k_B T} \right) \quad (2.30)$$

$$E_{Debye} = -\frac{1}{r^6} \left(\frac{\mu_1^2 \alpha_2 + \mu_2^2 \alpha_1}{(4\pi\epsilon_0\epsilon)^2} \right) \quad (2.31)$$

$$E_{London} = -\frac{1}{r^6} \left(\frac{3}{4} \frac{h\nu\alpha_1\alpha_2}{(4\pi\epsilon_0)^2} \right) \quad (2.32)$$

avec μ_1 et μ_2 : moments dipolaires respectifs des particules 1 et 2,
 α_1 et α_2 : polarisabilités respectives des particules 1 et 2,
 ϵ_0 : permittivité diélectrique du vide,
 ϵ : permittivité diélectrique du milieu,
 k_B : constante de BOLTZMANN, égale à la constante des gaz parfaits R divisée par le nombre d'AVOGADRO N_A ,
 T : température,
 r : distance entre les particules.

L'énergie de KEESOM (effet d'orientation) représente l'énergie d'interaction entre deux dipôles électrostatiques, c'est-à-dire deux molécules ayant un moment dipolaire³ μ non nul (figure 2.2). Il s'agit concrètement de l'attraction mutuelle de deux dipôles permanents qui est d'autant plus forte que les moments dipolaires sont élevés (grande charge et petite taille de la molécule) et que la température est basse.

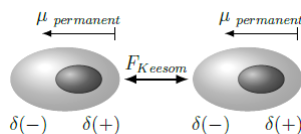


Figure 2.2: Interaction entre dipôles électrostatiques.

Celle de DEBYE (effet d'induction) résulte de la déformation du nuage électronique d'une molécule, d'un atome ou d'un ion, par action du champ électrique engendré par le moment dipolaire d'une molécule voisine (figure 2.3). Il en résulte ainsi un moment dipolaire induit. Elle est souvent nommée interaction dipôle permanent-dipôle induit et fait intervenir le moment dipolaire μ et la polarisabilité⁴ α des molécules concernées. Le numérateur $\mu_1^2\alpha_2 + \mu_2^2\alpha_1$ décrit l'interaction lorsque les deux molécules sont polaires (cas A) mais s'écrit naturellement $\mu_1^2\alpha_2$ quand la seconde molécule est apolaire (cas B).

Finalement, l'énergie de LONDON (effet de dispersion), qui est la plus importante en terme de grandeur, représente l'interaction entre deux dipôles instantanés (figure 2.4).

³Le moment dipolaire d'une molécule résulte d'une répartition hétéroclite de charges électriques, telle que le barycentre des charges positives (noyaux) ne coïncide pas avec celui des charges négatives (électrons), les électrons étant en effet attirés par l'atome le plus électronégatif de la liaison.

⁴La polarisabilité est la capacité du nuage électronique à se déformer sous l'action d'un champ électrique. Le barycentre des charges négatives (électrons) étant légèrement décalé par rapport à celui des charges positives (noyaux) sous l'effet du champ, un moment électronique induit \vec{m}_e apparaît, engendrant la notion de polarisabilité α .

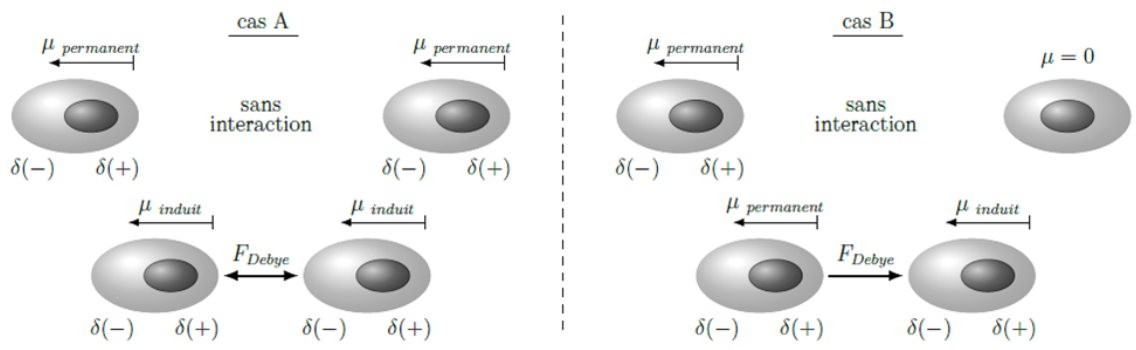


Figure 2.3: Interaction entre une molécule polaire et une seconde polarisable.

Par définition, une molécule apolaire possède un moment dipolaire moyen nul mais la combinaison des mouvements des noyaux et des électrons fait qu'il existe malgré tout un moment dipolaire instantané. Cette interaction est d'autant plus forte que les deux molécules sont facilement polarisables, donc d'autant plus forte que leur taille est importante. Les forces de LONDON étant présentes entre toutes les particules, quelle que soit leur nature, ce sont principalement elles qui permettent la cohésion de la matière dans l'univers.

Notons que les énergies de Van der Waals varient en fonction de l'inverse de la distance à l'ordre 6.

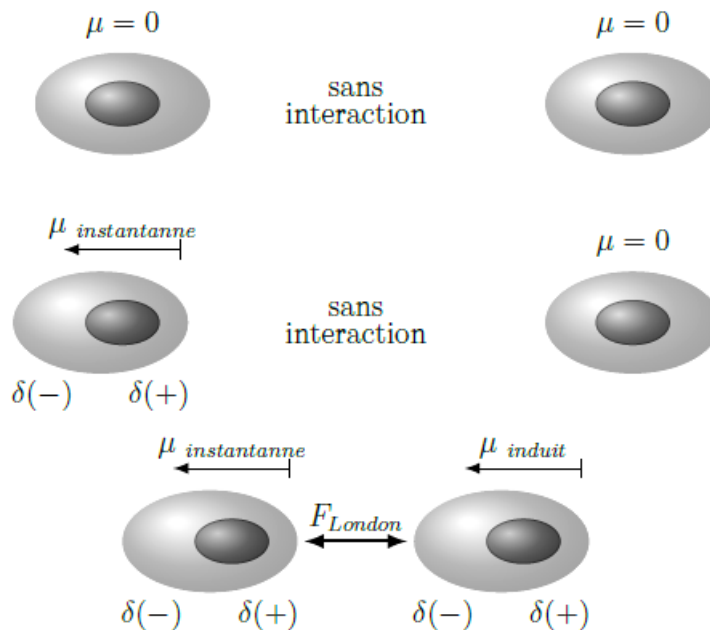


Figure 2.4: Interaction entre deux dipôles instantanés.

Il existe toutefois d'autres types d'interactions électrostatiques que celles décrites par

le modèle des forces de VdW. En effet, similaire dans l'esprit à l'énergie de Keesom, l'énergie d'interaction entre un ion et un dipôle permanent est donné par la formule suivante :

$$E_{ion-dipole} = -\frac{1}{r^2} \frac{\mu_1 q_2}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \quad (2.33)$$

Il s'agit là encore de l'interaction positive entre une espèce chargée, anion ou cation, et une molécule possédant un moment dipolaire non-nul (2.5). Ce phénomène est notamment à l'origine de la dissolution des espèces ioniques (ex : NaCl) dans un solvant polaire, de l'étape de solvatation qui suit, puis de la bonne dispersion des charges en solution.

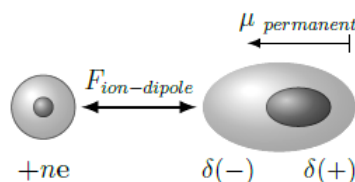


Figure 2.5: Interaction entre une espèce chargée et une molécule polaire.

De plus, notons aussi la spécificité de la liaison hydrogène qui est une liaison chimique non covalente, de type dipôle-dipôle. Lorsqu'un hétéroatome possédant au moins une paire libre est suffisamment électronégatif (ex : O, N, F), il vient se positionner aux abords d'un hydrogène acide porté par un autre atome fortement électronégatif afin d'en stabiliser la charge partielle $\delta(+)$ ainsi créée.

Bien que de la même famille que les forces de Van der Waals, *i.e.* électrostatique, les liaisons hydrogènes s'en distinguent par une intensité environ dix fois supérieure. Elles restent toutefois une vingtaine de fois plus faibles qu'une liaison covalente. La distance moyenne entre les deux hétéroatomes est de l'ordre de 2,5 Å.

Dans le cadre de cette thèse, ce sont principalement les interactions entre systèmes conjugués, *i.e.* interactions $\pi - \pi$, qu'il sera nécessaire de traduire. Comme nous pouvons le voir dans le cas simple d'un dimère de benzène représenté en figure 2.6, l'interaction positive se fait entre les liaisons σ et les liaisons π alors que les nuages électroniques des liaisons π se repoussent naturellement, dû à leurs charges négatives.

Notons que nous retrouvons ce phénomène sous des aspects intramoléculaires, comme par exemple dans le cas de l'hyperconjugaison $\sigma - \pi$ qui vient stabiliser certaines con-

formations du toluène.

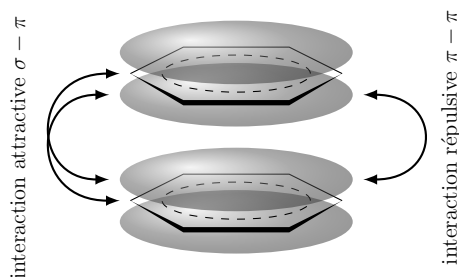


Figure 2.6: π -stacking dans le cas d'un dimère de benzène

Même si la théorie de la fonctionnelle de la densité connaît un large succès tant elle arrive désormais bien à traduire les phénomènes de liaisons chimiques, les structures géométriques et même la cohésion des solides moléculaires et cristallins, il reste toujours l'obstacle des systèmes chimiques où les forces de Van der Waals sont prédominantes. En effet, les effets de corrélation électronique des forces de dispersion étant purement non-locaux, l'approximation locale ou non-locale qui fait le fondement de la DFT restera problématique. Se pose alors la question de savoir comment modéliser ces types d'interaction de façon idiomatique. Nous allons voir que l'élaboration d'une fonctionnelle hybride à longue portée est capable de répondre à cette problématique.

2.5 Construction d'une LC-DFT-D hybride : cas de la ω BXD

Les DFT hybrides avec correction à longue portée basées sur la théorie KOHN-SHAM ont naturellement rencontré un grand engouement puisque la précision apportée n'accroît pas le coût calculatoire par rapport aux DFT hybrides.

2.5.1 B88

Comme nous l'avons vu dans le cadre des approximations de la fonctionnelle de la densité, notées DFAs⁵, la décroissance en exponentielle du potentiel d'échange-corrélation, au lieu d'être en $1/r$, engendre une mauvaise représentation des interactions à longue distance. Cette erreur, nommée erreur d'auto-interaction (SIE, pour “self-interaction error”), est

⁵“Density Functional Approximations”

liée au fait que ces approximations, basées sur la densité de spin locale (LSDA, pour “local spin density approximation”), décrivent mal l’état fondamental qui devrait être, dans le cadre de la DFT pure, strictement sans auto-interaction. C’est pourquoi, afin d’introduire un effet non-local de l’échange-corrélation dans le modèle KS-DFT (partie 2.3), BECKE proposa en 1988 d’incorporer dans sa fonctionnelle d’échange B88 [50] une petite part d’échange exact HARTREE-FOCK.

Dans le cadre général des DFAs, l’énergie d’échange-corrélation s’écrit donc :

$$E_{xc} = c_x E_x^{HF} + E_{xc}^{DFA} \quad (2.34)$$

où c_x prend généralement des valeurs comprises entre 0,2 et 0,25 [49] pour les données thermodynamiques et entre 0,4 et 0,6 [52] pour les études cinétiques.

Basée sur ce modèle, la désormais bien connue DFT hybride B3LYP [49] (équation 2.26) donne des résultats comparables à ceux obtenus à partir de la théorie perturbative MØLLER-PLESSET à l’ordre 2 [53], noté MP2, souvent utilisée comme référence, dans le cadre de systèmes fortement liés. Depuis, de nombreuses recherches ont porté sur l’amélioration constante de ce potentiel d’échange-corrélation $E_{xc}[\rho]$.

2.5.2 B97

Une avancée significative a de nouveau été faite par BECKE en 1997 dans le domaine des KS-DFT. Par une méthode similaire à la combinaison linéaire d’orbitales atomiques, notée LCAO⁶, il a proposé un modèle mathématique basé sur l’approximation de densité de spin local (LSDA), sa première dérivée et une petite fraction d’échange HF pour décrire le potentiel d’échange-corrélation $E_{xc}[\rho]$. Une optimisation systématique des coefficients linéaires à partir d’un jeu classique de données expérimentales a conduit à l’apparition de la méthode B97 [54]. La base de données contient notamment des valeurs relatives à l’interaction entre systèmes conjugués.

Cette méthodologie a été reprise par F. A. HAMPRECHT et al, P. J. WILSON et al et T. W. KEAL et al pour respectivement conduire à la B97-1 [55] (1998), la B97-2 [56] (2001) et la B97-3 [57] (2005). Il s’agissait alors de réoptimisations des coefficients linéaires par rapport à d’autres bases de données expérimentales plus complètes.

⁶“Linear Combination of Atomic Orbitals”.

Mais cette reparamétrisation empirique du terme d'échange-corrélation ne résout pas le problème de sa non-décroissance en $1/r$. La prise en compte totale du terme d'échange HF E_x^{HF} ($c_x=1$ dans l'équation 2.34) pourrait résoudre ce problème mais cela serait incompatible avec le terme de corrélation DFA E_c^{DFA} . En effet, il existerait alors une mauvaise compensation des erreurs respectives.

2.5.3 ω B97

L'idée de séparer le traitement des interactions courtes (SR, pour "short range") et longues portées (LR, pour "long range") s'est alors présentée comme le choix le plus évident, aussi bien au niveau de la compréhension des phénomènes que mathématiquement parlant. Nous pouvons ainsi traiter séparément à l'aide d'une fonction erreur (*erf*) les interactions à courtes distances par une fonctionnelle de la densité et celles longue distance par une fonction d'onde. Ce principe conduit naturellement à l'élaboration d'une fonctionnelle hybride à séparation de portée. L'introduction de la fonction erreur, avec un paramètre libre, permet de contrôler le rayon d'action des interactions de courte-portée.

La première proposition faite par IIKURA et al [58] a été de traiter la partie d'échange LR par la théorie HF alors que la partie SR est approximée par une DFA; le terme de corrélation est quant à lui le même que celui de COULOMB, quelle que soit la distance :

$$E_{xc}^{LC-DFA} = E_x^{LR-HF} + E_x^{SR-DFA} + E_c^{DFA} \quad (2.35)$$

Ce schéma de séparation de portée a l'avantage de conduire à des temps de calcul très proches des DFT hybrides, mais il reste à développer une fonctionnelle d'échange SR précise et une fonctionnelle de corrélation qui soit entièrement compatible entre elles.

Le type d'opérateur de coupure le plus utilisé dans le cadre des LC-DFT hybrides est la fonction d'erreur standard (*erf*) :

$$\frac{1}{r} = \frac{\text{erf}(\omega r_{12})}{r_{12}} + \frac{\text{erfc}(\omega r_{12})}{r_{12}} \quad (2.36)$$

avec $\frac{erf(\omega r_{12})}{r_{12}}$: interaction de courte portée,
 $\frac{erfc(\omega r_{12})}{r_{12}}$: interaction complémentaire,
 r_{12} : distance entre les particules 1 et 2,
 ω : paramètre contrôlant la séparation.

Notons que l'introduction du paramètre ω , qui s'exprime comme l'inverse d'une distance, permet de donner un sens physique à cette valeur, en cela qu'il est étroitement lié à une longueur caractéristique de la séparation. Naturellement, il existe différents types de fonctions erreur (*erf*) afin de faciliter son intégration mathématique dans les codes de calculs. Dans le cas de la ω B97 [59] et, par conséquent, des fonctionnelles ω B97X et ω B97X-D, c'est la fonction *erf*/*erfc* qui a été choisie par Jeng-Da CHAI et Martin HEAD-GORDON dans leurs travaux.

Le choix des auteurs s'est porté sur un terme d'échange exact HF longue portée E_x^{LR-HF} , calculé à partir des spin-orbitales occupées $\phi_{i\sigma}(r)$, et une forme analytique du terme d'échange E_x^{SR-DFA} obtenue par l'intégration du carré de la matrice densité LSDA :

$$E_x^{LR-HF} = -\frac{1}{2} \sum_{\sigma} \sum_{ij}^{occ.} \iint \phi_{i\sigma}^*(r_1) \phi_{j\sigma}^*(r_1) \frac{erf(\omega r_{12})}{r_{12}} \phi_{i\sigma}(r_2) \phi_{j\sigma}(r_2) . dr_1 . dr_2, \quad (2.37)$$

$$E_x^{SR-LSDA} = \sum_{\sigma} \int \underbrace{-\frac{3}{2} \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/3} \rho_{\sigma}^{4/3}(r) F(a_{\sigma})}_{e_{x\sigma}^{SR-LSDA}(\rho_{\sigma}) . dr}. \quad (2.38)$$

où :

$$\begin{aligned} k_{F\sigma} &= (6\pi^2 \rho_{sigma}(r))^{1/3}, \\ F(a_{\sigma}) &= 1 - \frac{8}{3} a_{\sigma} \left[\sqrt{\pi} erf\left(\frac{1}{2a_{\sigma}}\right) - 3a_{\sigma} + 4a_{\sigma}^3 + (2a_{\sigma} - 4a_{\sigma}^3) exp\left(-\frac{1}{4a_{\sigma}^2}\right) \right], \\ a_{\sigma} &= \frac{\omega}{2k_{F\sigma}}. \end{aligned}$$

avec $k_{F\sigma}$: vecteur d'onde local de Fermi,
 $F(a_\sigma)$: fonction d'atténuation,
 a_σ : paramètre de contrôle (sans unité) de la fonction
d'atténuation $F(a_\sigma)$.

En retenant une fonctionnelle de corrélation basée elle aussi sur la LSDA E_c^{LSDA} , la plus simple des DFT hybrides à correction de longue portée (RSHX-LDA) s'écrit :

$$E_{xc}^{RSHXLDA} = E_x^{LR-HF} + E_x^{SR-LSDA} + E_c^{LSDA} \quad (2.39)$$

La fonctionnelle ω B97[59] s'écrit alors :

$$E_{xc}^{\omega B97} = E_x^{LR-HF} + E_x^{SR-B97} + E_c^{B97} \quad (2.40)$$

Il est à noter que celle-ci ne possède pas d'échange HARTREE-FOCK à courte portée (SR), comme la plupart des fonctionnelles hybrides à correction de portée.

Malgré plusieurs études visant à optimiser la valeur du paramètre ω , la précision calculatoire reste insuffisante en terme de thermochimie. En effet, nous l'avons déjà vu, une valeur trop grande pour ω tendrait vers une incompatibilité entre le terme d'échange non-local E_x^{LR-HF} et le terme local de corrélation E_c^{LSDA} . De plus, nous pouvons aisément comprendre, d'après l'équation 2.36, que plus ω est petit, plus la contribution du terme d'échange SR $E_x^{SR-LSDA}$ sera importante. L'utilisation d'une trop faible valeur reviendrait alors à traiter le problème dans un cadre très proche de la LDA classique qui, comme nous l'avons vu dans la partie 2.4.1, est incapable de traduire correctement le terme d'échange à courte portée.

2.5.4 ω B97X

Afin d'y remédier, une partie d'échange SR HF E_x^{SR-HF} , est ajoutée à $E_x^{SR-LSDA}$ dans une proportion d'environ 16%, de la même manière que BECKE dans la fonctionnelle B88. Ceci à l'avantage de ne pas perturber la partie LR qui est dorénavant correcte. Ainsi, la nouvelle fonctionnelle comporte désormais un paramètre c_x contrôlant la proportion d'échange exact HF à courte distance, comme nous pouvons le voir dans son expression :

$$E_{xc}^{LC-DFA} = E_x^{LR-HF} + c_x E_x^{SR-HF} + E_x^{SR-DFA} + E_c^{DFA} \quad (2.41)$$

où :

$$E_x^{SR-HF} = -\frac{1}{2} \sum_{\sigma} \sum_{ij}^{occ.} \iint \phi_{i\sigma}^*(r_1) \phi_{j\sigma}^*(r_1) \frac{erfc(\omega r_{12})}{r_{12}} \phi_{i\sigma}(r_2) \phi_{j\sigma}(r_2) . dr_1 . dr_2, \quad (2.42)$$

C'est ainsi que la fonctionnelle ω B7X[59] se décompose de la façon suivante :

$$E_{xc}^{\omega B97X} = E_x^{LR-HF} + c_x E_x^{SR-HF} + E_x^{SR-B97} + E_c^{B97} \quad (2.43)$$

La valeur de ω , comme les valeurs des coefficients de développements linéaires et de développements à l'ordre m des fonctionnelles ω B97 et ω B97X ont été déterminées par la méthode des moindres carrés appliquée à une base de données composées de 412 valeurs précises, expérimentales et théoriques.

Malgré toutes ces optimisations conduisant à une bien meilleure représentation des systèmes en interaction, ces fonctionnelles connaissent encore des lacunes quant à la traduction des interactions de dispersion entre atomes, ie les forces de LONDON. Comme nous allons le voir dans le cas de la fonctionnelle ω B97X-D, ceci peut être corrigé par une prise en compte empirique des effets de dispersion.

2.5.5 ω B97X-D

Cette dernière correction pourrait naturellement passer par le calcul idiomatique de l'énergie de dispersion entre chaque atome, mais cela occasionnerait alors un coût calculatoire prohibitif. C'est pourquoi Jeng-Da CHAI et Martin HEAD-GORDON ont fait le choix d'appliquer cette correction de façon empirique par l'ajout d'un terme E_{disp} à la fonctionnelle KS-DFT, ici la ω B97X. L'expression de l'énergie de la fonctionnelle ω B97X-D [59] ainsi créée devient alors :

$$E_{DFT-D} = E_{\omega B97X} + E_{disp} \quad (2.44)$$

L'énergie de dispersion E_{disp} est définie par rapport à une fonction d'amortissement

f_{damp} :

$$E_{disp} = - \sum_{i=1}^{N_{at}-1} \sum_{j=i+1}^{N_{at}} \frac{C_6^{ij}}{R_{ij}^6} f_{damp}(R_{ij}) \quad (2.45)$$

où :

$$f_{damp}(R_{ij}) = \frac{1}{1 + a(\frac{R_{ij}}{R_r})^{-12}} \quad (2.46)$$

Une nouvelle fois, la partie empirique a été paramétrée par rapport à la même base de données que pour les fonctionnelles ω B97 et ω BX97.

Conclusion

En résumé, l'apport de la fonction erreur (*erf*) permet de mieux gérer les contributions d'échange-corrélation selon la distance d'interaction. Les DFT hybrides ω B97 et ω B97X prennent ainsi en compte la totalité de l'échange exact à longue distance et utilisent la méthode des gradients généralisés à faible distance, alors que la corrélation électronique reste basée sur celle initialement développée par BECKE dans la fonctionnelle B97. Ceci a pour effet de supprimer le problème d'auto-interaction de la fonctionnelle d'échange à longue distance.

Les travaux de Jeng-Da CHAI et Martin HEAD-GORDON ont finalement conduit à la fonctionnelle ω B9X-D, de type LC-DFT-D hybride, où la totalité de l'échange exact HF est pris en compte à longue distance, en même temps qu'une petite partie – environ 22 % – de l'échange exact HF est introduite à courte distance pour compléter une fonctionnelle d'échange B97 modifiée ; une correction empirique de la dispersion est finalement appliquée.

Comme toutes les fonctionnelles LC-DFT, le problème de l'auto-interaction est corrigé à longue distance mais reste quelque peu présent à courte distance. Les effets de corrélation à longue distance sont quant à eux purement et simplement traités par la correction empirique de dispersion.

Cette fonctionnelle est, d'après les tests des auteurs, définitivement plus adaptée à l'étude de systèmes chimiques où les interactions non-covalentes sont importantes.

Chapter 3

Partie vibrationnelle

Introduction

La littérature consacrée aux applications des spectrométries vibrationnelles dans le domaine de la caractérisation des constituants présent dans les pétroles est relativement peu abondante même si la spectrométrie infrarouge est devenue une technique d'analyse de "routine" dans de très nombreux laboratoires, académiques comme industriels. La raison de cette faible abondance réside essentiellement dans le fait de la complexité des mélanges qui constituent un pétrole, un asphaltène ... Pourtant les champs de cette technique d'applications se sont considérablement développés depuis l'apparition sur le marché de spectrophotomètres à transformée de FOURIER. Après avoir vu sa position privilégiée menacée par d'autres méthodes, telles que la spectroscopie RMN¹ ou la spectrométrie de masse, la spectrométrie infrarouge à transformée de FOURIER (IRTF) a connu de nouvelles avancées technologiques, telle que la spectrométrie photoacoustique que nous avons employés dans ce travail, qui lui confèrent à l'heure actuelle une précision d'analyse permettant d'atteindre des informations détaillées sur :

- la structure chimique de molécules, de macromolécules: identification de l'unité de base, des ramifications ; analyses des extrémités de chaînes ; identification des défauts, d'éventuelles impuretés. . .
- les interactions intra et inter-moléculaires, la conformation des chaînes, l'orientation des molécules et des macromolécules, les auto-associations éventuelles, *etc.* . .

Cette partie a pour but essentiel de définir le vocabulaire et les notions fondamentales que nous emploierons par la suite, le développement détaillé du traitement classique de la vibration se trouvant dans de nombreux ouvrages et repris dans de nombreuses thèses. Parallèlement à ces développements expérimentaux, la modélisation en spectroscopie vibrationnelle a connu ces dernières décennies de très grandes mutations. Ce chapitre vise aussi à rappeler les fondements essentiels de la résolution de l'équation vibrationnelle de Schrödinger, qui sous-tendent les principales méthodes – que nous développerons – actuellement disponibles pour tenter de répondre aux problématiques posées par les expérimentateurs.

¹"Nuclear Magnetic Resonance Spectroscopy".

En particulier, le domaine de la pétrochimie qui nous intéresse dans ce travail, et précisément la thématique visant à l'élucidation de la composition de ces mélanges complexes et composés de milliers de molécules différentes non encore identifiées, est un domaine au champ d'investigation large et pour lequel les attentes sont grandes en termes de caractérisation comme en terme de compréhension des processus d'interaction et d'agrégation de ces molécules. Dans ce domaine encore, la spectrométrie IRTF est certainement un des outil le plus efficace pour élucider les mécanismes impliqués, mais les données résultantes sont complexes et de fait difficilement interprétables et justifiables sans un support théorique adapté.

L'Équipe de Chimie Physique (ECP) de l'IPREM est depuis très longtemps spécialisée dans les développements méthodologiques et logiciels dans la double hypothèse des anharmonicités électriques et mécaniques. Pour ces compétences, les expérimentateurs font généralement appel à la modélisation, dans le but d'interpréter leurs données spectrales. Le problème qui nous a été posé dans ce travail a cependant constitué un challenge qui nous a contraint à adapter nos méthodes de calculs pour proposer, *in fine*, une méthode de type variation-perturbation adaptée et simplifiée permettant une interprétation des données dans des gammes spectrales non usuelles (très bas nombres d'ondes) et sur un ensemble de molécules suffisamment large et représentatif de quelques familles moléculaires suspectées comme étant présentes dans les asphaltènes.

3.1 Généralités

L'identification des principaux composés – ou, pour le moins, des familles de composés – chimiques fait l'objet, depuis de nombreuses années, de recherches intensives.

En soit, la thématique liée à l'identification et à la caractérisation des molécules au sein d'un milieu chimique donné n'a rien de novatrice. En effet, depuis de nombreuses décennies, les chimistes de tous domaines recherchent ce “graal” avec plus ou moins de succès. Parmi les techniques expérimentales les plus utilisées pour répondre au problème, la spectroscopie vibrationnelle est certainement celle qui a permis le plus grand nombre de progrès dans des domaines aussi variés que la biochimie, l'agroalimentaire, la chimie interstellaire ou encore la chimie des matériaux. Le point commun à l'ensemble de ces études est qu'elles sont toutes basées sur une connaissance *a minima* des molécules constituant le milieu étudié. La complexité des problèmes de suivi et de devenir d'un ensemble de molécules mal défini et ayant évolué dans des conditions extrêmes sur une échelle de temps démesurée (en terme de réactivité chimique) rend toutefois l'utilisation de cette technique plus délicate et plus hasardeuse, si bien qu'il est indispensable de faire appel à des techniques complémentaires ou de recourir au soutien de la modélisation prédictive. Il est en effet indéniable que les progrès conjoints des techniques de modélisation et des moyens informatiques font aujourd'hui de cet outil un support indispensable et performant à l'identification de systèmes moléculaires de plus en plus variés.

Le développement de ces modélisations en spectroscopie vibrationnelle fait état depuis une vingtaine d'années de progrès fulgurants. Les techniques mathématiques développées par les générations précédentes sont désormais largement éprouvées et mises en application au service des expérimentateurs. Il ne se passe plus une seule année sans que les limites calculatoires et les précisions atteintes par ces simulations ne soient repoussées, grâce au développement de méthodes adaptées et développées dans le cadre d'hypothèses mathématiques précises et contrôlées.

Le travail présenté dans ce chapitre s'inscrit donc dans le cadre de ces développements mathématiques au service de l'identification de systèmes chimiques complexes. Les calculs que nous développons sont réalisés dans le cadre de la Résolution de l'Equation vibration-

nelle de Schödinger (RES), dans la double hypothèse des approximations anharmoniques électriques et mécaniques permettant d'accéder à la détermination des intensités et des fréquences de tous les modes de vibrations intrinsèques à un système chimique donné, dans un environnement donné. Il est encore communément admis qu'un calcul mené dans une hypothèse plus simple, dite harmonique, suffit aux identifications. En réalité, les raisons fondamentales qui poussent les chercheurs à préférer l'approximation harmonique sont aussi bien liées au problème de coût calculatoire autant qu'au manque d'implémentation d'approches de type anharmoniques dans les grands codes de calculs commerciaux. Dans la stratégie que nous développons, nos calculs se distinguent des études menées dans le domaine en cela qu'ils se placent précisément dans l'hypothèse anharmonique. Néanmoins, il est important de savoir qu'un calcul réalisé dans l'hypothèse harmonique engendre une erreur que le modélisateur a pour habitude de "contrôler" par un facteur correctif adapté qu'il applique à ses résultats selon les conditions de calculs utilisées lors de la RES. Malheureusement, cette technique de calcul, utilisée depuis une cinquantaine d'années, et qui a fait de la modélisation en spectroscopie vibrationnelle une méthode quelque peu empirique dans l'esprit des expérimentateurs, est toujours assujettie à un doute quant à l'identification précise des vibreurs, car il n'est fondamentalement pas concevable que l'erreur commise sur chaque mode soit la même pour tous et que la correction proposée soit universellement applicable à tous les systèmes étudiés quels que soient les milieux dans lesquels ils se trouvent. De plus, les calculs développés dans cette hypothèse ne permettent pas d'identifier d'autres vibreurs que les modes fondamentaux puisqu'aucun couplage entre modes n'est pris en compte.

En résumé, toute modélisation en spectroscopie vibrationnelle, qu'elle soit développée dans l'hypothèse harmonique ou anharmonique, est directement dépendante de la qualité de la fonction d'onde moléculaire électronique, donc de la prise en compte de la corrélation électronique. S'il est aujourd'hui commun de réaliser la REVS pour des systèmes de petite taille (3, 4 atomes), ce critère devient toutefois pratiquement rédhibitoire lorsqu'il s'agit de résoudre ces mêmes problèmes dans l'hypothèse anharmonique sur des systèmes de taille plus importante.

Ce chapitre constituera avant tout une occasion pour moi de recenser les difficultés inhérentes au développement méthodologique vibrationnel et de montrer les pistes avancées pour l'étude des systèmes moléculaires dont la taille excède la vingtaine d'atomes, taille

minimale nécessaire à la caractérisation des motifs/familles de base présentes dans les asphaltènes. Ces activités s'inscrivent dans le prolongement et le complément des actions antérieures menées au sein de l'ECP, notamment pour le développement de méthodes de variation-perturbation et de calcul des intensités IR de petits systèmes moléculaires [60].

3.2 Séparation des mouvements rotationnels et vibrationnels

Cette partie a pour but essentiel de définir le vocabulaire et les notions fondamentales que nous emploierons par la suite, le développement détaillé du traitement classique de la vibration se trouvant dans de nombreux ouvrages [61, 62, 62] et repris dans de nombreuses thèses [63, 64].

Dans une approximation d'ordre 0 supplémentaire à celle de BORN- OPPENHEIMER, les mouvements nucléaires peuvent être séparés en deux classes : les mouvements de rotation et les mouvements de vibration. Pour ce faire, il est nécessaire d'explicitier l'expression de l'énergie cinétique des noyaux au sens classique et de repérer la molécule dans un référentiel respectant les conditions d'ECKART [65] Considérons dans cet espace un repère mobile xyz , lié à la molécule, et un repère fixe $OXYZ$, définissant les mouvements de translation et de rotation du repère mobile. Le mouvement du trièdre mobile par rapport au trièdre fixe est défini par la distance R et la vitesse angulaire instantanée α . Le mouvement de la molécule est défini par le trièdre mobile représentant à chaque instant la position \vec{r}_α des noyaux α par rapport à leur position d'équilibre \vec{a}_α . Soit :

$$\vec{\rho}_\alpha = \vec{r}_\alpha - \vec{a}_\alpha \quad (3.1)$$

La vitesse \vec{v}_α du α^{ieme} noyau est donc : $\vec{v}_\alpha = \dot{\vec{r}}_\alpha = \dot{\vec{\rho}}_\alpha$ puisque, par définition, \vec{a}_α est constant dans le temps.

Ainsi, dans le repère fixe, la vitesse de ce noyau s'écrit :

$$\vec{V}_\alpha = \dot{\vec{R}} + (\vec{\omega} \wedge \vec{r}_\alpha) + \vec{v}_\alpha \quad (3.2)$$

On peut facilement déduire de cette expression l'énergie cinétique totale des noyaux :

$$\begin{aligned}
2T = \dot{R}^2 \sum_{\alpha} m_{\alpha} \left(\vec{\omega} \wedge \vec{r}_{\alpha} \right)^2 &+ \sum_{\alpha} m_{\alpha} v_{\alpha}^2 \\
&+ 2 \vec{\dot{R}} \sum_{\alpha} m_{\alpha} \vec{v}_{\alpha} \\
&+ 2 \left(\vec{\dot{R}} \wedge \vec{\omega} \right) \sum_{\alpha} m_{\alpha} \vec{r}_{\alpha} \\
&+ 2 \vec{\omega} \sum_{\alpha} m_{\alpha} \left(\vec{r}_{\alpha} \wedge \vec{v}_{\alpha} \right)
\end{aligned} \tag{3.3}$$

Si nous supposons que les noyaux ne possèdent aucun mouvement de translation dans le système mobile et que l'origine de ce dernier correspond au centre de gravité de la molécule, alors :

$$\sum_{\alpha} m_{\alpha} \vec{v}_{\alpha} = 0 \tag{3.4}$$

et

$$\sum_{\alpha} m_{\alpha} \vec{r}_{\alpha} = 0 \tag{3.5}$$

Si, de plus, nous considérons que dans le trièdre mobile la molécule ne possède aucun mouvement de rotation, nous pouvons écrire :

$$\sum_{\alpha} m_{\alpha} \left(\vec{a}_{\alpha} \wedge \vec{v}_{\alpha} \right) = 0 \tag{3.6}$$

et donc

$$\sum_{\alpha} m_{\alpha} \left(\vec{r}_{\alpha} \wedge \vec{v}_{\alpha} \right) = \sum_{\alpha} m_{\alpha} \left(\vec{\rho}_{\alpha} \wedge \vec{v}_{\alpha} \right) \tag{3.7}$$

Les deux conditions ci-dessus portent le nom de conditions d'ECKART et simplifient l'expression 3.3 :

$$2T = \dot{R}^2 \sum_{\alpha} m_{\alpha} + \sum_{\alpha} m_{\alpha} \left(\vec{\omega} \wedge \vec{r}_{\alpha} \right)^2 + \sum_{\alpha} m_{\alpha} v_{\alpha}^2 + 2 \vec{\omega} \sum_{\alpha} m_{\alpha} \left(\vec{r}_{\alpha} \wedge \vec{v}_{\alpha} \right) \tag{3.8}$$

Le premier terme correspond à l'énergie cinétique de translation de la molécule. Il ne contribue pas à la quantification de l'énergie. Le second terme correspond à l'énergie cinétique de rotation. Le troisième terme correspond à l'énergie de vibration moléculaire. Le dernier terme est appelé terme de CORIOLIS. Il est relatif à l'interaction entre la

rotation et la vibration, et peut être négligé si nous considérons que les mouvements vibrationnels sont de faible amplitude : $\vec{r}_\alpha \approx \vec{a}_\alpha$. Cette approximation appelée condition de CASIMIR [66] est généralement vérifiée pour les vibrations d'élongation, par opposition aux modes très mous de torsion, qui restent souvent mal traduits dans ce cadre. En conséquence, l'énergie cinétique des noyaux peut s'écrire, en première approximation, comme la somme d'un terme rotationnel et d'un terme vibrationnel :

$$2T_n = 2T_R + 2T_V \text{ en supposant } 2T_{VR} = 0 \quad (3.9)$$

D'un point de vue quantique, les considérations ci-dessus conduisent à séparer les mouvements rotationnels et vibrationnels de l'équation nucléaire en deux équations distinctes :

$$\psi_{R_\alpha}^n = \psi_{R_\alpha}^R \bullet \psi_{R_\alpha}^V \quad (3.10)$$

$$E_n = E_V + E_R \quad (3.11)$$

avec $\psi_{R_\alpha}^R$: fonction d'état rotationnelle,

$\psi_{R_\alpha}^V$: fonction d'état vibrationnelle,

E_R : énergie correspondant à la fonction d'état rotationnelle,

E_V : énergie correspondant à la fonction d'état vibrationnelle.

On obtient ainsi l'équation de Schrödinger décrivant les mouvements vibrationnels :

$$(\hat{T}_V + \hat{V}_V) \psi_{R_\alpha}^V = E_V \psi_{R_\alpha}^V \quad (3.12)$$

et l'équation de Schrödinger décrivant les mouvements rotationnels dans l'hypothèse où les liaisons interatomiques ne s'allongent pas pendant la rotation (hypothèse du rotateur rigide):

$$T_R \psi_{R_\alpha}^R = E_R \psi_{R_\alpha}^R \quad (3.13)$$

3.3 Energie cinétique de vibration

L'énergie cinétique de vibration d'une molécule composée de n atomes dans le repère d'ECKART s'écrit :

$$2T_V = \sum_{\alpha}^n m_{\alpha} (\dot{x}_{\alpha}^2 + \dot{y}_{\alpha}^2 + \dot{z}_{\alpha}^2) \quad (3.14)$$

avec $\dot{x}_{\alpha}, \dot{y}_{\alpha}, \dot{z}_{\alpha}$: composantes de la vitesse $\vec{\dot{\rho}}_{\alpha}$ de l'atome α .

En exprimant cette énergie dans le système de coordonnées cartésiennes pondérées par les masses ($q_x = m_{\alpha}^{1/2} x_{\alpha}, q_y = m_{\alpha}^{1/2} y_{\alpha}$ et $q_z = m_{\alpha}^{1/2} z_{\alpha}$), et sans labelliser les axes cartésiens, nous obtenons une écriture simplifiée, explicitement fonction de $3n$ coordonnées :

$$2T_V = \sum_i^{3n} \dot{q}_i^2 \quad (3.15)$$

Matriciellement, l'équation ci-dessus prend la forme :

$$2T_V = [\dot{q}]^t [\dot{q}] \quad (3.16)$$

avec \dot{q}_i : dérivée de q_i en fonction du temps $\left(\frac{dq_i}{dt}\right)$,

$[\dot{q}]^t$: matrice transposée de $[\dot{q}]$.

Notons que dans l'espace des coordonnées cartésiennes non pondérées, nous avons :

$$2T_V = [\dot{x}]^t [M_{\alpha}] [\dot{x}] \quad (3.17)$$

3.4 Energie potentielle harmonique

La fonction potentielle s'écrit généralement comme un développement en série de TAYLOR au voisinage de la position d'équilibre. Dans l'espace des coordonnées ci-dessus, elle prend la forme d'un polynôme caractéristique d'ordre n , dont nous limitons le développement à l'ordre 2 dans l'hypothèse harmonique :

$$V = V_{eq} + \sum_i^{3n} \left(\frac{\partial V}{\partial q_i} \right)_{eq} q_i + \frac{1}{2!} \sum_{i \leq j}^{3n, 3n} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial q_i \partial q_j} \right)_{eq} q_i q_j \quad (3.18)$$

Les coefficients de ce polynôme représentent les dérivées $n^{ièmes}$ de la fonction potentielle à la structure géométrique d'équilibre. Pour cette configuration d'équilibre, V est égale à V_{eq} ; ce terme d'ordre 0 peut être pris comme référence. De plus, si l'état électronique est un état stable, ce qui est le cas lorsque la molécule peut vibrer, les dérivées premières $\left(\frac{\partial V}{\partial q_i}\right)_{eq}$ sont nulles. Les coefficients d'ordre 2 sont appelés constantes de forces quadratiques ou harmoniques (notées $f_{ij}^{(q)}$ dans cet espace) et constituent le champ de force harmonique. Ainsi, la fonction potentielle harmonique s'écrit :

$$2V = \sum_{i \leq j}^{3n, 3n} f_{ij}^{(q)} q_i q_j \quad (3.19)$$

soit, sous sa forme matricielle :

$$2V = [q]^t [f^q] [q] \quad (3.20)$$

3.5 Équations de Lagrange

3.5.1 Espace des coordonnées cartésiennes pondérées par les masses

La détermination des $3n$ mouvements vibrationnels et de leur fréquence s'effectue en résolvant les $3n$ équations de LAGRANGE à partir de la connaissance des deux fonctions fondamentales de la mécanique, exprimées dans les deux sous-paragraphe précédents :

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \dot{q}_i} \right) + \frac{\partial V}{\partial q_i} = 0 \quad (3.21)$$

soit :

$$\ddot{q}_i + \sum_j^{3n} f_{ij}^{(q)} q_j \quad (3.22)$$

Les solutions sont de la forme $q_i = q_i^{\tilde{}} \cos \lambda^{1/2} t$, où $q_i^{\tilde{}}$ est l'amplitude maximale du mode i et $\lambda^{1/2}$ est relié à sa fréquence de vibration. Pour déterminer la valeur des $3n$ fréquences, nous injectons ses solutions particulières dans les $3n$ équations. Matriciellement, cette opération revient tout simplement à diagonaliser la matrice $[f^q]$. On obtient 6 valeurs propres nulles qui correspondent aux trois translations et trois rotations de la

molécule (deux rotations si la molécule est linéaire) et $3n - 6(5)$ valeurs propres non nulles, correspondant aux vibrations de la molécule. Nous déduisons de ces valeurs propres les nombres d'ondes ϖ (exprimés en cm^{-1}) et les fréquences de vibration ω (en Hz) par la relation :

$$\lambda^{1/2} = 2\pi c\varpi = 2\pi\omega \quad (3.23)$$

avec c : vitesse de la lumière.

Lorsque certaines valeurs propres sont identiques, ce qui correspond à deux ou trois mouvements vibrationnels différents mais de même fréquence, ces modes sont dits doublement ou triplement dégénérés. Les vecteurs propres représentent le mouvement des atomes en coordonnées cartésiennes pondérées par les masses, induits par les $3n - 6(5)$ vibrations. Ces mouvements, propres à chaque vibration, se nomment modes normaux de vibration. Ce nouvel espace, représenté par un repère orthonormé où chaque dimension correspond à un mouvement vibrationnel harmonique de la molécule, constitue une base de construction de l'Hamiltonien vibrationnel dans le traitement quantique.

3.5.2 Espace des coordonnées internes : résolution par la méthode de Wilson

Le choix de cet espace permet de réduire la dimension des équations à traiter en éliminant les valeurs propres nulles correspondant aux translations et aux rotations de la molécule. Ceci est possible si nous choisissons un référentiel qui obéit aux conditions d'ECKART. De plus, les vibrations moléculaires sont étudiées en fonction des variations des longueurs de liaison et des déformations angulaires, ce qui permet d'attribuer un sens physique aux constantes de force calculées dans cet espace. Ici, l'expression de l'énergie cinétique est plus compliquée, car il est nécessaire de définir une matrice de passage de dimension $(3n - 6) \times 3n$ (notée B) entre les coordonnées cartésiennes de déplacements x et les coordonnées de déplacements r : $[r] = [B][x]$. D'après l'équation 3.17 et dans l'hypothèse d'une transformation à coefficients constants, valable pour les petits mouvements, l'énergie cinétique s'écrit :

$$2T = [\dot{r}]^t [G^{-1}] [\dot{r}] \quad (3.24)$$

où :

$$[G^{-1}] = [B^{-1}]^t [M_\alpha] [B^{-1}] \quad (3.25)$$

L'énergie potentielle s'écrit en fonction des constantes de force harmoniques exprimées dans la base des coordonnées internes :

$$2V = [r]^t [f^{(r)}] [r] \quad (3.26)$$

La résolution des $3n - 6$ équations de LAGRANGE revient à diagonaliser le produit matriciel $[G] [f^{(r)}]$:

$$[G] [f^{(r)}] [L] = [\lambda] [L] \quad (3.27)$$

avec $[L]$: matrice des vecteurs propres.

3.5.3 Espace des coordonnées internes de symétrie

Une coordonnée interne de symétrie (notée s_i) est une combinaison linéaire de coordonnées internes et peut représenter un mode local de vibration. Un mode de vibration peut être constitué à son tour d'une combinaison linéaire de plusieurs modes locaux possédant la même symétrie. Cette propriété est extrêmement importante puisque, dans cet espace, il est possible de déterminer *a priori* les constantes de force harmoniques $f_{ij}^{(s)}$ nulles par simple application des règles de calcul du produit direct issues de la théorie des groupes. Les matrices $[G^{(s)}]$ et $[f^{(s)}]$ ont ici la propriétés d'être bloc-symétriques. Une étude intéressante a été menée par PULAY [67] sur la construction de cet espace en fonction des différents groupements fonctionnels de composés organiques.

3.6 Traitement quantique de la vibration

Que l'approche classique soit menée dans l'espace des coordonnées cartésiennes, internes ou internes de symétrie, la finalité est d'exprimer les coordonnées normales, seules capables de conduire au traitement quantique de l'équation vibrationnelle. Dans cet espace, les deux énergies s'expriment sous forme quadratique :

$$2T = \sum_{i=1}^{3n-6(5)} \dot{Q}_i^2 = [\dot{Q}]^t [\dot{Q}] \quad (3.28)$$

$$2V = \sum_{i=1}^{3n-6(5)} \lambda_i Q_i^2 = [Q]^t [\lambda] [Q] \quad (3.29)$$

et le Hamiltonien correspondant s'écrit :

$$\hat{H} = \hat{T} + \hat{V} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{3n-6(5)} (\dot{Q}_i^2 + \lambda_i Q_i^2) \quad (3.30)$$

En associant à ces grandeurs leur opérateur correspondant,

$$\hat{Q} = Q \quad (3.31)$$

$$\hat{Q} = \hat{P} = -i\hbar \frac{\partial}{\partial Q} \quad (3.32)$$

nous obtenons l'équation de Schrödinger vibrationnelle :

$$\sum_{i=1}^{3n-6(5)} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Q_i^2} + \frac{2}{\hbar^2} \left(E - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{3n-6(5)} \lambda_i Q_i^2 \right) \Psi = 0 \quad (3.33)$$

Cas de l'oscillateur non dégénéré :

Considérons les séparations de variables suivantes :

$$\Psi(Q_1, Q_2, \dots, Q_{3n-6}) = \Psi_1(Q_1) \Psi_2(Q_2) \dots \Psi_{3n-6}(Q_{3n-6}) \quad (3.34)$$

$$E = E_1 + E_2 + \dots + E_{3n-6} \quad (3.35)$$

L'équation 3.33 revient donc à résoudre $(3n - 6)$ équations à une seule variable :

$$\frac{d^2 \Psi_i(Q_i)}{dQ_i^2} + \frac{2}{\hbar^2} \left(E - \frac{\lambda_i}{2} Q_i^2 \right) \Psi_i(Q_i) = 0 \quad (3.36)$$

Habituellement, les coordonnées normales Q_i sont remplacées par les coordonnées normales sans dimension q_i (à ne pas confondre avec les coordonnées cartésiennes pondérées par les masses définies dans la partie 3.5.1) *via* l'application de la relation :

$$Q_i = \left(\frac{\hbar^2}{\lambda_i} \right)^{1/4} q_i \quad (3.37)$$

Dans ce système de coordonnées, l'équation de Schrödinger vibrationnelle monodimensionnelle prend la forme bien connue :

$$\frac{d^2 \Psi_i(q_i)}{dq_i^2} + \left(\frac{2E_i}{\hbar \lambda_i^{1/2}} - q_i^2 \right) \Psi_i(q_i) = 0 \quad (3.38)$$

Il existe une infinité de couples (E_i, Ψ_i) solution de cette équation, dont les caractéristiques dans l'espace des coordonnées normales sans dimension sont les suivantes :

$$\Psi_i(q_i) = N_{v_i} H_{v_i}(q_i) e^{-\frac{q_i^2}{2}} \quad (3.39)$$

$$E_i = \int \Psi_i H_i \Psi_i dq_i = \hbar c \varpi_i \left(v_i + \frac{1}{2} \right) \quad (3.40)$$

avec v_i : nombre quantique vibrationnel de la coordonnée q_i , entier positif,

N_{v_i} : facteur de normation des fonctions d'état vibrationnel (3.41),

$H_{v_i}(q_i)$: un polynôme d'HERMITE (3.42).

$$N_{v_i} = \left(2^{v_i} v_i! \sqrt{\pi} \right)^{-1/2} \quad (3.41)$$

$$H_{v_i}(q_i) = (-1)^{v_i} e^{q_i^2} \frac{d^{v_i}}{dq_i^{v_i}} \left(e^{-q_i^2} \right) \quad (3.42)$$

Notons de plus que d'après la partie 3.5.1, ces fonctions d'état s'expriment en fonction des coordonnées normales et sont donc de fait orthogonales. Ce traitement est le plus général et peut bien entendu s'appliquer lorsque certaines valeurs propres sont dégénérées. Dans ce cas, nous ne discernons pas de façon explicite un mode à dégénérescence multiple mais de multiples modes à dégénérescence simple de même valeur propre. Nous appellerons ce type de traitement “traitement implicite de la dégénérescence” par opposition au “traitement explicite de la dégénérescence” que nous abordons dans le sous-paragraphe suivant.

3.7 La fonction potentielle anharmonique

Le concept de mode normal de vibration est basé sur l'hypothèse de déplacements infinitésimaux autour de la position d'équilibre. En réalité, les états vibrationnels excités ou les modes mous correspondent à des mouvements de large amplitude. De ce fait, l'expression du potentiel développée dans la partie 3.4 n'est plus suffisante, et les termes d'ordres supérieurs à 2 de la fonction potentielle doivent être pris en compte pour modéliser plus correctement le spectre vibrationnel de la molécule étudiée. Dans l'espace des coordonnées internes curvilignes de symétrie s_i^2 , la forme analytique de cette fonction devient :

$$\begin{aligned}
 V_v = V_{eq} + \sum_i^{3n-6} \left(\frac{\partial V}{\partial s_i} \right)_{eq} s_i + \frac{1}{2} \sum_{i \leq j}^{3n-6} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial s_i \partial s_j} \right)_{eq} s_i s_j \\
 + \frac{1}{3} \sum_{i \leq j \leq k}^{3n-6} \left(\frac{\partial^3 V}{\partial s_i \partial s_j \partial s_k} \right)_{eq} s_i s_j s_k \\
 + \frac{1}{4} \sum_{i \leq j \leq k \leq l}^{3n-6} \left(\frac{\partial^4 V}{\partial s_i \partial s_j \partial s_k \partial s_l} \right)_{eq} s_i s_j s_k s_l \\
 + \dots
 \end{aligned} \tag{3.43}$$

Les dérivées d'ordre 2, 3 et 4 sont appelées respectivement constantes de force quadratiques, cubiques et quartiques. La troncature de l'expression du potentiel à l'ordre 4 est, selon MASLEN [70], suffisante pour étudier correctement les modes de stretching fortement excités jusqu'à 10 000 cm^{-1} . Les différentes constantes de force sont déterminées, soit classiquement par calcul *ab initio* (ou DFT) de l'énergie moléculaire pour plusieurs configurations nucléaires autour de la position d'équilibre, soit par une procédure de différences finies des dérivées secondes ou premières de l'énergie électronique par rapport aux coordonnées nucléaires.

La fonction potentielle est ensuite exprimée dans l'espace des modes normaux sans dimension de manière à pouvoir construire le Hamiltonien dans cette base. Elle prend alors la forme :

²Dans le cas d'oscillateurs fortement anharmoniques, des coordonnées de type SIMONS-PARR-FINLAN [68] ou des coordonnées de type MORSE [69] peuvent être aussi utilisées.

$$\frac{V_v}{hc} = \frac{1}{2!} \sum_i \varpi_i q_i^2 + \frac{1}{3!} \sum_{i,j,k} \phi_{ijk} q_i q_j q_k + \frac{1}{4!} \sum_{i,j,k,l} \phi_{ijkl} q_i q_j q_k q_l \quad (3.44)$$

où ϕ_{ijk} et ϕ_{ijkl} sont les constantes de force cubiques et quartiques exprimées en cm^{-1} . Les relations entre les dérivées d'ordre 3 et 4 de l'équation 3.43 et les ϕ , qui s'obtiennent par les termes de la matrice de passage $[L]$, sont détaillées dans la référence [71]. Lorsqu'il est nécessaire d'expliciter la dégénérescence des coordonnées, nous utiliserons la notation de NIELSEN [72] dans la base des modes normaux sans dimension :

$$V_{pot} = \sum_i^{3n-6} \frac{\omega_i}{2} q_i^2 + \sum_{\|S\|_1=3}^S K_S \prod_{i=1}^{3n-6} q_i^{S_i} \quad (3.45)$$

avec ω_i la fréquence harmonique (en cm^{-1}) associé à la coordonnée q_i . $\|S\|_1$ la somme des éléments du multi-indice $S=(S_1, S_2, \dots, S_{3n-6})$ et S le degré maximal de la PES.

Plusieurs manières permettent de déterminer les valeurs numériques des constantes de force. Il est important de noter préalablement que le nombre de coefficients de la PES est fonction du nombre de vibreurs et de l'ordre de son développement (même si certains termes peuvent être simplement déterminés par la prise en compte de la symétrie moléculaire). On distingue trois grandes familles de méthodes pour la détermination des constantes de force :

- les méthodes analytiques : elles consistent à rechercher l'expression analytique des dérivées secondes, troisièmes et quatrièmes de l'énergie et à calculer ces dérivées à la configuration d'équilibre.
- Les méthodes numériques : il s'agit ici de calculer la valeur du potentiel pour différentes structures géométriques du système étudié, pour ensuite ajuster une fonction analytique sur cette grille de points ainsi obtenue. L'expression de cette fonction est déterminée par des procédés de régression linéaires. C'est cette approche qui est généralement la plus utilisée, donnant des résultats avec une précision satisfaisante sous condition de disposer d'une redondance d'informations convenables et d'une disposition correcte des points sur le domaine de calcul. En contrepartie, l'effort calculatoire devient très vite gigantesque, amenant l'utilisateur à devoir « dégrader » la qualité la qualité de la méthode de calcul

de la fonction d'onde moléculaire pour pouvoir mener à bien l'acquisition de la PES.

- Les méthodes analytiques-numériques : cette approche proposée par Peter Pulay [73] est un compromis entre les deux processus de dérivations précédents. On construit ici par différences finies un champs de force d'ordre n à l'aide des dérivées analytiques d'ordre $n-x$ disponibles. Cette méthode requiert, certes, moins de calculs que l'approche précédente, mais est numériquement très sensible, conduisant parfois à des résultats difficilement exploitables lorsque l'on veut connaître la forme analytique d'un potentiel d'ordre 4 pour des systèmes de grande dimension. Ainsi, une molécule de 10 atomes conduit à 20475 calculs *ab initio*, nombre que l'on double généralement pour assurer la convergence des résultats.

Indépendamment de la famille de méthodes utilisée pour la détermination des constantes de force il est important de souligner le fait que la dimension du problème augmente de façon vertigineuse avec le nombre d'atome du système à étudier. Il suffit, pour s'en persuader, de rappeler que l'étude d'une molécule de 12 atomes conduit à 46376 calculs *abinitio*, soit plus du double de ceux nécessaire pour le système à 10 atomes précédemment cité. De plus, il est également important de rappeler que chacun des termes (constantes de force) qui constitue l'expression analytique de la PES ne contribue pas avec la même intensité à la description des couplages entre tous les modes. Enfin, compte tenu de la dimension des molécules qui nous a été nécessaire de décrire dans notre étude (de dimensions toutes supérieures à 20 atomes), il nous est apparu très rapidement nécessaire de trouver un moyen soit, à ne pas avoir à calculer l'ensemble des termes de la PES jusqu'à l'ordre 4 soit, à chercher à ne tenir compte que des termes qui traduisent les couplages principaux entre modes en essayant d'influer le moins possible sur la précision des calculs vibrationnels résultants. Deux pistes sont actuellement en cours de développement au sein de notre équipe. L'une consiste à supprimer de la PES les monômes d'ordre 3 et 4 inférieurs à une constante de force prédéterminée par l'utilisateur. Cette stratégie 'arbitraire' a été employée avec succès dans le travail qui sera présenté au chapitre xx sur la famille des acènes. L'autre, développée très récemment dans le cadre d'un stage de master [74], consiste à prendre en compte la notion de 'proximité énergétique' afin d'éliminer de la PES les monômes d'ordre 3 et 4 qui couplent les états vibrationnels les plus éloignés énergétiquement. L'un et l'autre de ces critères est intimement lié aux formules énergétiques issues de la méthode standard de perturbation dite de RAYLEIGH-SCHRÖDINGER que

nous développerons ci-après et qui permet d'évaluer la correction énergétique apportée par chaque état vibrationnel à l'énergie d'un état donné à travers l'anharmonicité mécanique. Le premier critère est directement corrélé à la valeur numérique des constantes de forces Ks envisagées (présentes au numérateur des formules de perturbation) alors que le second critère est, quand à lui, directement corrélé à la différence énergétique des modes couplés par cette constante (terme présent au dénominateur des formules perturbatives). Cette observation devrait nous permettre, dans un proche avenir, de disposer d'un outil de contrôle efficace et moins 'arbitraire' pour réduire de façon efficace la dimension de la PES utile à la REVS.

3.8 Représentation matricielle du Hamiltonien, calculs d'intégrales

Le premier terme de l'équation (3.45) représente le Hamiltonien d'ordre 0. Ce terme est diagonal. De ce fait, les j ($j \in [1, N]$) fonctions propres normées $\psi_{j,v}^{(0)}$, produits d'oscillateurs harmoniques $\Theta_{j,v}^{(0)}(q_k)$ issues du traitement de l'équation vibrationnelle d'ordre 0 forment un système orthogonal complet :

$$\psi_{j,v}^{(0)} = \prod_{k=1}^{nv} \Theta_{j,v}^{(0)}(q_k) \text{ avec } \langle \Theta_{j,v}^{(0)} | \Theta_{j',v'}^{(0)} \rangle = \delta_{v_k v_{k'}} \quad (3.46)$$

Ce système constitue une base de développement des i ($i \in [1, N_s]$) ($N_s \leq N$) fonctions d'ondes vibrationnelles recherchées $|v\rangle_i$ construites comme des combinaisons linéaires de fonctions propres d'ordre 0 :

$$|v\rangle_i = |v_1, v_2, \dots, v_{nv}\rangle_i = \sum_j C_j \psi_{j,v}^{(0)} \quad (3.47)$$

Dans le cas des modes doublement dégénérés, nous noterons la fonction d'onde vibrationnelle associée à l'oscillateur dégénéré i : $|v, l\rangle_i$.

Il s'agit alors de résoudre l'équation de Schrödinger vibrationnelle anharmonique :

$$\hat{H}_{v,l} |v, l\rangle_i = E_{v,l} |v, l\rangle_i \quad (3.48)$$

Ceci se fait habituellement à l'aide de méthodes de perturbation ou de variation, ou

bien encore à l'aide de méthodes combinées type variation-perturbation.

Pour résoudre des systèmes d'équations tels que l'équation (3.48), l'outil informatique prend toute sa valeur. Par conséquent, il est commode de résoudre le problème sous sa forme algébrique, c'est-à-dire de le représenter matriciellement. Pour cela, nous définissons la représentation matricielle du Hamiltonien par la projection de ce dernier dans sa base de fonctions harmoniques non dégénérées et doublement dégénérées. Les éléments matriciels $H_{(v,l)(v',l')}$ sont définis par la relation :

$$H_{(v,l)(v',l')} = \int \Psi_{(v,l)}^{(0)} \hat{H} \Psi_{(v',l')}^{(0)} dq_{(i,j,\dots,nv)} \quad (3.49)$$

$$= \langle (v,l)^{(0)} | \hat{H} | (v',l')^{(0)} \rangle \quad (3.50)$$

où \hat{H} est partitionné de la manière suivante :

$$\hat{H} = \hat{H}^0 + \hat{H}^1 + \hat{H}^2 \quad (3.51)$$

\hat{H}^0 se rapporte au Hamiltonien harmonique, \hat{H}^1 et \hat{H}^2 traduisent l'anharmonicité et font intervenir les opérateurs q^3 et q^4 respectivement, ces derniers pouvant être décomposés en un produit d'opérateurs q [75] : $q^3 = \prod_{i,j,k}^3 q_i q_j q_k$, $q^4 = \prod_{i,j,k,l}^4 q_i q_j q_k q_l$. Les variables étant séparables, chaque terme matriciel se décompose en produit d'intégrales monomodes.

Cas des modes non dégénérés

Soit l'intégrale $\langle v_\alpha | q | v'_\alpha \rangle$. Les fonctions monomodes étant dans ce cas caractérisées par des polynômes d'HERMITE, noté ici \mathbf{H} , l'intégrale s'écrit :

$$\langle v | q | v' \rangle = N_v N_{v'} \int e^{-q^2} \mathbf{H}_v q \mathbf{H}_{v'} dq \quad (3.52)$$

On peut montrer qu'il existe des relations de récurrence entre les polynômes, ce qui conduit à [62] :

$$\langle v | q | v' \rangle = N_v N_{v'} \int e^{-q^2} \mathbf{H}_{v'} \left(v \mathbf{H}_{v-1} + \frac{1}{2} \mathbf{H}_{v+1} \right) dq \quad (3.53)$$

Ces polynômes étant orthogonaux, cette intégrale est non nulle si $v' = v \pm 1$ et nous

obtenons :

$$\langle v | q | v + 1 \rangle = \langle v + 1 | q | v \rangle = \sqrt{\frac{v + 1}{2}} \quad (3.54)$$

$$\langle v | q | v - 1 \rangle = \langle v - 1 | q | v \rangle = \sqrt{\frac{v}{2}} \quad (3.55)$$

Comme le développement limité de la fonction potentielle est tronqué à l'ordre 4 dans notre étude, les opérateurs présents dans le Hamiltonien sont de type p^2, q, q^2, q^3, q^4 . Le résultat des intégrales correspondantes est tabulé [76].

3.9 Méthodes Perturbationnelles

Il existe deux méthodes de calcul perturbationnel : La méthode de “Transformation de contact” issue des travaux de VAN VLECK [77, 78] et la méthode standard dite de RAYLEIGH-SCHRÖDINGER [79]. Cette dernière est relativement simple à mettre en place et conduit aux expressions bien connues de l'énergie :

$$E_{(v,l)}^{Tot} = E_{(v,l)}^{(0)} + H_{(v,l),(v,l)}^{(2)} + \sum_{v \neq v'} \frac{(H_{(v,l),(v',l')}^{(1)})^2}{E_{(v,l)}^{(0)} - E_{(v',l')}^{(0)}} \quad (3.56)$$

$E_v^{(0)}$ et $E_{v'}^{(0)}$ étant respectivement les énergies harmoniques des états v et v' . Le développement de la fonction d'onde est habituellement déduit d'un traitement perturbationnel d'ordre 1 :

$$|v, l\rangle^{(1)} = |v, l\rangle^{(0)} + \sum_{v \neq v'} \frac{H_{(v,l),(v',l')}}{E_{(v,l)}^{(0)} - E_{(v',l')}^{(0)}} * |v', l'\rangle^{(0)} \quad (3.57)$$

Quelle que soit l'approche envisagée, l'expression perturbationnelle de l'énergie totale de vibration peut se formuler de la façon suivante :

$$\begin{aligned} E_{(v,l)} = & \sum_s \omega_s \left(v_s + \frac{1}{2} \right) + \sum_t \omega_t (v_t + 1) + \sum_{s \geq s'} x_{ss'} \left(v_s + \frac{1}{2} \right) \left(v_{s'} + \frac{1}{2} \right) \\ & + \sum_{s,t} x_{st} \left(v_s + \frac{1}{2} \right) (v_t + 1) + \sum_{t \geq t'} (v_t + 1) (v_{t'} + 1) + \sum_{t \geq t'} g_{tt'} l_t l_{t'} + \dots \end{aligned} \quad (3.58)$$

soit encore³ :

$$\begin{aligned}
E_{(v,l)} = & \sum_s \omega_s \langle v_s | q_s^2 | v_s \rangle + \sum_t \omega_t \sum_l \langle v_t, l | q_t^2 | v_t, l \rangle \\
& + \sum_{s \neq s'} k_{ss's'} \langle v_s | q_s^2 | v_s \rangle \langle v_{s'} | q_{s'}^2 | v_{s'} \rangle + \sum_{s=s'} k_{ssss} \langle v_s | q_s^4 | v_s \rangle \\
& + \sum_{s,t} k_{sstt} \langle v_s | q_s^2 | v_s \rangle \left(\sum_l \langle v_t, l | q_{t+} q_{t-} | v_t, l \rangle \right) \\
& + \sum_{t \neq t'} k_{ttt't'} \left(\sum_l \langle v_t, l | q_{t+} q_{t-} | v_t, l \rangle \right) \left(\sum_{l'} \langle v_{t'}, l' | q_{t'+} q_{t'-} | v_{t'}, l' \rangle \right) \\
& + \sum_{t=t'} k_{tttt} \left(\sum_l \langle v_t, l | q_{t+}^2 q_{t-}^2 | v_t, l \rangle \right) \\
& - \frac{1}{2} \sum_{t=t'} k_{tttt} l_t^2 + \Theta(q^3)
\end{aligned} \tag{3.59}$$

où les indices s et t se rapportent successivement aux états non et doublement dégénérés, x et g sont les constantes d'anharmonicité dépendantes des termes cubiques et quartiques. Si la méthode de perturbation est facile à programmer, et malgré le fait qu'elle soit une des techniques les plus utilisées pour calculer un spectre anharmonique [80], il n'en demeure pas moins que son utilisation reste limitée puisqu'elle s'adresse uniquement, en toute rigueur, au calcul des fréquences les plus basses d'un spectre, zone spectrale où la densité d'états vibrationnels est peu élevée. Cette limitation de la théorie de perturbation est due aux phénomènes de résonance (type FERMI [81] ou bien encore DARLING-DENNISON [82]) et au fait que, tronquant la fonction à l'ordre 4 (termes (semi) diagonaux), il n'est pas possible de prendre en compte tous les termes d'interaction indispensables au traitement des bandes chaudes et de combinaisons.

Des solutions ont ensuite été développées ces dix dernières années afin de résoudre ce problème. Nous pouvons citer, par exemple, la méthode du Hamiltonien vibrationnel à transformée de contact, couplée à une procédure automatisée pour mettre en place et résoudre les résonances pertinentes propres aux systèmes de MARTIN et TAYLOR [83], la théorie de perturbation canonique de grand ordre de VAN VLECK [72] et l'approximation du champ vibrationnel auto-cohérent (VSCF, pour "Vibrational Self-Consistent Field") qui inclue les corrections concernant la corrélation entre les modes par la théorie de la

³On pose pour des raisons pratiques : $q_{\pm} = q_x \pm iq_y$

perturbation développée par JUNG, GERBER et NORRIS. Elle se nomme CC-VSCF pour Correlation Corrected VSCF [84, 85].

3.10 Méthodes Variationnelles

La résolution approchée de l'équation de Schrödinger vibrationnelle par la méthode variationnelle consiste à développer les états propres de H_v dans la base des fonctions propres connues du Hamiltonien d'ordre 0 $H_v^{(0)}$, puis de diagonaliser la représentation matricielle de ce Hamiltonien.

Le problème revient donc à calculer les coefficients C_j des fonctions propres $|v, l\rangle_i$ solutions du Hamiltonien vibrationnel H_v tels que :

- $|v, l\rangle$ soit normé :

$$\langle v, l | v, l \rangle = \sum_j^N C_j^2 \quad (3.60)$$

- l'énergie vibrationnelle :

$$E_{v,l} = \langle v, l | H_{v,l} | v, l \rangle = \sum_j^N C_j^2 \langle \psi_{j,v}^{(0)} | H_{v,l} | \psi_{j,v}^{(0)} \rangle + \sum_j^N \sum_{k \neq j}^N C_j C_k \langle \psi_{j,v}^{(0)} | H_{v,l} | \psi_{k,v}^{(0)} \rangle \quad (3.61)$$

$$E_{v,l} = \sum_j^N C_j^2 H_{jj} + 2 \sum_j^N \sum_{k \neq j}^N C_j C_k H_{jk} \quad (3.62)$$

soit minimale compte-tenu de la condition de normalisation.

- la variation sur l'énergie conduise à l'obtention d'un extremum :

$$dE_{v,l} = \sum_{j=1}^N \frac{\partial E_{v,l}}{\partial C_j} dC_j = 0 \quad (3.63)$$

où

$$\frac{\partial E_{v,l}}{\partial C_j} dC_j = 2C_j H_{jj} + 2 \sum_{k \neq j}^N C_k H_{jk} \quad (3.64)$$

Les variations (∂C_j) ne sont pas indépendantes les unes des autres puisqu'il faut qu'elles vérifient simultanément la condition de normation. La méthode des multiplicateurs de Lagrange permet de prendre en compte ces conditions. L'application du

théorème de variation conduit donc à calculer la transformation unitaire (C) qui diagonalise la représentation du Hamiltonien (H) :

$$(H)(C) = E(C) \quad (3.65)$$

dans la base des fonctions propres du Hamiltonien non perturbé afin d'obtenir les valeurs propres – énergies des niveaux vibrationnels – et vecteurs propres – états vibrationnels – correspondants. Les solutions vibrationnelles seront d'autant plus proches des solutions exactes que la base (N) de développement tendra vers l'infini. Cette dernière étant toujours finie et limitée, le problème repose alors sur le choix des configurations de l'espace à diagonaliser.

Les stratégies de sélection sont nombreuses [86, 87, 88, 89, 90, 91] et très proches de celles pratiquées en chimie quantique pour les méthodes permettant d'atteindre l'énergie de corrélation électronique.

Choix de l'espace à diagonaliser

Le choix de l'espace à diagonaliser (N_s) influe grandement sur la précision et la rapidité de convergence des méthodes variationnelles. La troncature de l'espace complet (N) est un problème délicat sur lequel il est nécessaire de s'attarder tant il est à l'origine des particularités singulières des différentes approches.

Pour une meilleure interprétation d'un spectre vibrationnel résonant, il est donc préférable d'employer une méthode variationnelle, même si ce type de méthodes conduit à des écueils connus. En effet, l'ensemble des données extraites à partir de la fonction potentielle V croît radicalement avec la taille de la molécule i.e. proportionnellement au nombre de vibreur et au terme noté g qui représente le nombre de terme non nul de la PES. On montre que cette croissance se comporte en $O(gN)$ [92]. Or, la précision de la méthode est entièrement dépendante de la qualité de V et de l'obligation de prendre en compte un maximum des N configurations vibrationnelles dans l'espace actif variationnel. La solution recherchée sera d'autant plus proche de la solution exacte que la base N tendra vers l'infini ; or, cette dernière est forcément finie et limitée et le problème réside donc dans le choix des configurations N_s à diagonaliser. Ce point est crucial car de lui dépend grandement la précision et la rapidité de convergence de la méthode variationnelle. La

troncature faite sur l'espace N est alors devenue un axe de recherche majeur, qui a conduit à différentes méthodes ayant chacune leurs spécificités.

Ces méthodes de sélection sont très proches de celles employées pour le calcul de l'énergie de corrélation électronique en chimie quantique. Il y a presque autant de stratégies sélectives que de programmes basés sur l'interaction de configuration (CI, pour "Configuration Interaction"). En accord avec les deux algorithmes de WYATT et al [93], nous avons initialement commencé par implémenter une méthode dite P_MWCI (Parallel Multiple Windows CI) basée sur la construction itérative et parallélisée (γ cycles) de $\langle H_v \rangle$ de l'espace de configuration. Les détails sont reportés dans la référence [94]. Plus récemment, une méthode plus efficace, appelée A-VCI (Adaptative Variational CI) a été mise au point au laboratoire pour sélectionner, non plus la matrice complète du problème, mais une sous-matrice suffisamment représentative du problème pour nous permettre d'être en mesure de calculer les premières valeurs propres d'intérêt à nos analyses (sans jamais avoir à diagonaliser la matrice globale du problème variationnel). Notre analyse est basée sur une méthode hiérarchique apparentée à la méthode de Rayleigh-Ritz variationnelle utilisant une nouvelle façon d'écrire l'erreur résiduelle commise entre deux itérations [95]. Cet algorithme adaptatif a donc été développé afin de corréler trois conditions simultanément, à savoir, un espace approprié de départ qui ne comporte aucun 'trou' énergétique, un critère de convergence contrôlé, et une procédure d'enrichissement de l'espace actif raisonné. L'utilisation à posteriori du résidu nous permet de contrôler la/les direction(s) la(es) plus pertinente(s), dans laquelle il est nécessaire d'enrichir l'espace actif de travail.

Ces méthodes ne sont cependant pas uniques et, parmi les différentes méthodes variationnelles développées, nous pouvons citer en exemple le travail innovant de BOWMAN et GERBER relatif à l'approche VSCF [96, 97, 98, 99], au développement du MULTIMODE [100] et à la très efficace approche VCC ("Vibrational Coupled Cluster") récemment développée par CHRISTIANSEN [101]. Plus récemment encore, une extension de la VSCF par l'introduction de la théorie de la perturbation des états quasi-dégénérés (QDPT, pour "Quasi-Degenerate Perturbation Theory") a été développée, afin d'améliorer la description de la résonance vibrationnelle dans le cas de molécules polyatomiques [102]. Il est cependant important de rappeler ici que la précision moyenne actuelle concernant les calculs variationnels sur les petits systèmes organiques est de 1 à 15 cm^{-1} , suivant la nature des mouvements étudiés. Celle-ci est à la fois dépendante de la qualité et de la

forme analytique choisie pour décrire le champ de forces. Notons enfin que ces approches en cours de développement ne sont destinées, pour le moment, qu'à l'étude de systèmes comportant moins de 10 atomes au total.

3.10.0.1 Les méthodes de variation-perturbation

Face à l'impossibilité de résoudre le problème séculaire de grande dimension associé à une interaction de configuration (CI) complète, nous avons fait le choix dans ce travail d'avoir recours à une méthode de variation-perturbation similaire à celle développée dans le domaine de la spectroscopie électronique CIPSI [103] dont l'équipe ECP s'est fait une spécialité depuis plus de 20 ans. Dans cette méthode, on cherchera à diagonaliser la représentation du Hamiltonien vibrationnel dans une base construite de façon itérative, l'espace des fonctions générées à partir d'un sous espace initial S_0 verra l'information qu'il contient traité de manière plus approximative par une méthode de perturbation Rayleigh-Schrödinger à l'ordre 2 (sur l'énergie).

Le processus itératif pour l'enrichissement de la base se fait par rapport aux coefficients de fonctions générées qui seront testées dans la correction de la fonction d'onde d'ordre 0 au premier ordre de perturbation. Seules les fonctions qui ont un poids $(C_{jj})^2$ important, défini par l'utilisateur, seront incluses dans la base pour l'itération suivante. Ce choix réside dans le fait que l'on cherche à décrire le mieux possible les fonctions d'onde associées aux états étudiés. On améliore donc la description de la fonction d'onde en lui adjoignant une correction qui tienne compte des excitations de cette dernière, à l'aide d'une méthode de perturbation de Rayleigh-Schrödinger au second ordre. Pour chacun des états la norme de la correction apportée à la fonction initiale est calculée, cette norme permet de suivre l'importance de la correction et de juger si le choix de la base (l'espace générateur) est judicieux. Le choix de la base de départ S_0 va déterminer la qualité du calcul. Il faut nécessairement y inclure toutes les fonctions vibrationnelles (fonctions produit d'oscillateurs harmoniques) que l'on juge importantes pour décrire les états étudiés. Dans la pratique, la dimension de la base peut être de l'ordre de 200 tandis que l'espace total généré peut être de plusieurs milliers ou dizaines de milliers.

Un détail plus précis de la méthode de variation-perturbation est donné ci-après.

Le but de l'algorithme est de construire une base de fonctions vibrationnelles (les fonctions propres $\psi^{(0)}$ de $H^{(0)}$) sur laquelle seront développés les états propres de H

$$(H = H^{(0)} + H')$$

$$H^{(0)}\psi_i^{(0)} = E_i^{(0)}\psi_i^{(0)} \quad (3.66)$$

avec

$$\psi_i^{(0)} = \prod_{k=1}^{nv} \Theta_{v_k}^{(0)}(q_k) \text{ avec } v_k = 0, 1, 2, \dots \quad (3.67)$$

A chaque itération, le processus de génération des fonctions $\psi^{(0)}$ à partir de celles contenues dans S se fait suivant :

$$\langle \psi_i^{(0)} | H' | \psi_k^{(0)} \rangle \text{ avec } \psi_k^{(0)} \notin S_0 \quad (3.68)$$

Soient $(S_m^{(n)}, \psi_{0m}^{(n)}, \eta_m^{(n)}, \psi_{1m}^{(n)}, E_{0m}^{(n)}, E_m^{(n)})$ représentant respectivement le sous-espace S , la fonction d'onde d'ordre 0, le seuil de sélection, la fonction d'ordre 1, l'énergie d'ordre 0, l'énergie corrigée à la $(n)^{ième}$ itération. La diagonalisation de l'Hamiltonien dans le sous-espace $S_m^{(n)}$ nous permettra d'obtenir la fonction d'onde $\psi_{0m}^{(n)}$ associée à l'état étudié, de valeurs propres associée $E_{0m}^{(n)}$:

$$\psi_{0m}^{(n)} = \sum_{i \in S_m^{(n)}} C_i \psi_i^{(0)} \quad (3.69)$$

$$\langle \psi_{0m}^{(n)} | H | \psi_{0m}^{(n)} \rangle \quad (3.70)$$

A l'itération n , l'énergie associée à l'état étudié sera :

$$E_m^{(n)} = E_{0m}^{(n)} + \epsilon_m^{(n)} \quad (3.71)$$

$$\epsilon_m^{(n)} = \sum_{j \notin S_m^{(n)}} \frac{|\langle \psi_i^{(0)} | H' | \psi_j^{(0)} \rangle|^2}{E_{(i)}^{(0)} - E_{(j)}^{(0)}} \quad (3.72)$$

$\epsilon_m^{(n)}$ est la correction due à la perturbation de l'état m , décrit par la fonction d'onde $\psi_{0m}^{(n)}$ par toutes les fonctions générées à partir des fonctions de $S_m^{(n)}$. Ceci donne lieu à la fonction :

$$\left| \psi_{1m}^{(n)} \right\rangle = \left| \psi_{0m}^{(n)} \right\rangle + \sum_{j \notin S_m^{(n)}} \frac{|\langle \psi_i^{(0)} | H' | \psi_j^{(0)} \rangle|}{E_i^{(0)} - E_j^{(0)}} \left| \psi_j^{(0)} \right\rangle = \left| \psi_{0m}^{(n)} \right\rangle + \sum_{j \notin S_m^{(n)}} C_{ij}^{(n)} \left| \psi_j^{(0)} \right\rangle \quad (3.73)$$

Seules les fonctions générées $\left| \psi_j^{(0)} \right\rangle$ dont les coefficients du développement satisfont la condition :

$$\left| C_{ij}^{(n)} \right| > \eta_m^{(n)} \quad (3.74)$$

vont contribuer à la correction au premier ordre de la fonction d'onde vibrationnelle. Le sous espace $S_m^{(n)}$ sera enrichi par les fonctions qui ont un poids $(C_{ij}^{(n)})^2$ important (supérieur à un seuil choisi par l'utilisateur) servant à définir ainsi le sous-espace $S_m^{(n+1)}$ qui nous permettra par diagonalisation, d'engendrer la fonction $\psi_{0m}^{(n+1)}$ et recommencer le cycle, jusqu'à obtenir un résultat stable. Toutefois, notons que cette notion de 'résultat stable' reste délicate à définir comme l'on prouvés nos récents développements concernant la notion de résidu [95]. Néanmoins, de façon générale, la fonction d'onde vibrationnelle s'améliore au cours des itérations, ceci étant réalisé en diminuant le seuil de sélection $\eta_m^{(n)}$, ainsi que le poids $(C_{ij}^{(n)})^2$ des fonctions choisies. A la fin du processus itératif, on aura donc :

- un sous-espace S judicieusement choisi qui sera traité par une méthode variationnelle. Les fonctions propres obtenues sont de bonnes approximations des solutions vraies pour les états de plus basse énergie.
- un sous-espace généré dont on va évaluer la contribution à l'énergie vibrationnelle en faisant la somme des contributions à la correction de perturbation au 2^{ème} ordre de chacun des fonctions qui le composent. Les fonctions du sous-espace générateur doivent interagir faiblement avec ceux de l'espace complémentaire de manière que la fonction d'onde $\psi_{1m}^{(n)}$ soit normalisée ce qui correspond à :

$$\sum_{j \notin S_m^{(n)}} \left| C_{ij}^{(n)} \right|^2 \cong 0 \quad (3.75)$$

Chapter 4

Acenes

Introduction

The strategy in the present work is to perform high-precision quantum mechanical calculations based on harmonic (solid state) anharmonic (gas phase) electrical and mechanical approximations to compute spectra for individual molecules and dimers. With the anharmonic approach, unscaled computed outcomes including harmonics, overtones, combinations, intermolecular vibrations and other details of spectra can be compared directly with experimental data. The detailed identification of bands in experimental vibration spectra for crude oils and oil fractions may eventually permit the identification of the presence of members of a family of molecules, and the determination of the significance of specific types of molecular interaction arising in these fluids through spectral decomposition. Potential impacts include: improved speciation, and hence fluid characterization; and improved understanding of association phenomena, such as $\pi - \pi$ interactions, and hence transport property prediction.

Acenes, a family of linear polynuclear aromatic compounds possessing only $\pi - \pi$ interactions, for which high precision experimental data are available up to pentacene [104], comprise a benchmark example that illustrates both the potential and the computational challenges found in this line of inquiry. In this respect, various calculation hypotheses used for these large molecules are presented, together with the impact of these calculation hypotheses on the quality vis-à-vis experimental data and the computational cost of vibrational spectra.

Spectral assignments, determined on the basis of both wavenumber and relative intensity values, are made primarily using computed spectra for individual molecules, and dimers. In addition, based on experimental observation assessing the presence of deformed molecules in tetracene and pentacene crystals, impact on vibrational spectra of these deformations is evaluated and the phonon spectra is evaluated for the tetracene system. For some cases, assignment ambiguity is only resolved by tracing trends for vibration modes for the acene family as a whole. In the exposition that follows, each of these topics is tackled sequentially. Calculations with tetracene and pentacene monomers (individual molecules) are treated first. Then calculations for dimers and the acene family collectively are treated, and the results synthesized.

4.1 Calculation of vibrational spectra of Tetracene and Pentacene Monomers: Comparison with experimental data

4.1.1 Experimental data

Experimental solid-state infrared spectra of tetracene and pentacene [104] were acquired at room pressure and temperature. The measurements were performed on as received samples. Thus the crystallinity as well as the possible presence of defects in these solids are unknown. For tetracene, two crystal structures have been detected by x-ray diffraction experiments [105]. At room temperature and pressure, tetracene is triclinic [106] with space group $P\bar{1}$. The unit cell contains two independent molecules at the $(0, 0, 0)$ and $(1/2, 1/2, 0)$ inversion sites. Pentacene possesses two polymorphs [107, 108]. One comprises a triclinic layered structure with a herringbone arrangement in the layers, with two equivalent molecules per unit cell [109]. The other, commonly found at room temperature, adopts a 14.1 Å $d(001)$ -spacing morphology with an inversion center on both molecules in the unit cell [110, 111, 112, 113, 114].

4.1.2 Computational details: construction of the potential energy surface

The Becke Three-Parameters Hybrid Functional (B3LYP), a combination of the Becke three-parameter exchange functional (B3) [49] that includes a mixture of Hartree-Fock exchange with the density functional theory (DFT) exchange-correlation and the LYP correlation functional [115], has proven to be a reasonable choice for predicting geometries of aromatic molecules [116, 117]. Stephens et al. [118] showed that the B3LYP force field yields infrared spectra in very good agreement with experimental data. It has become a standard method for studying vibrational spectra of organic molecules (in the far- and mid- Infrared) in the gas phase [119, 120]. Although the B3LYP method coupled with a sufficiently large basis set is a good candidate to study vibrational spectra of polynuclear aromatic molecules [104], this standard DFT calculation approach fails to describe long-distance interactions. Consequently, it does not reproduce spectra of interacting molecules [49, 118, 121, 122] where the interpretation of experimental vibration spectra requires consideration of both isolated and interacting molecules.

In parallel to the development to ab initio methods, some progress has been made on implementing the London dispersion force effect into DFT methods, permitting calculations with larger individual molecules and binary pairs. Although the CCSD(T) method in combination with a sufficiently flexible basis set is the most accurate method for reproducing rotation-vibration spectra and to describe intermolecular complexes between aromatic hydrocarbons [123], such calculations are impractical for the description of large molecules [124]. The MP2 method [125], also able to handle dispersive interactions such as $\pi - \pi$ stacking [126, 127], is a computationally intensive and inadequate method for large molecules too [128]. Chai et al.⁷⁸ developed a functional based on optimized long-range corrected hybrid density functionals [129], which employs 100% Hartree-Fock (HF) exchange for long-range electron-electron interactions, ω B97X, to which they added an empirical dispersive interaction correction [?]. This method was tested by Salzner et al [130] for π -conjugated oligomers and it overcame the difficulties encountered with standard DFT functionals when dealing with interacting π -systems.

In this work, for isolated molecules and dimers, extended basis-sets consisting of atomic orbitals expressed as fixed linear combinations of Gaussian functions are employed for the calculations. A split valence 6-311G and 6-311G(p,d) [131, 132] was needed to provide correct calculation outcomes for naphthalene monomer [133]. Validation tests for the ω B97X-D/6-311G calculation method were also performed. The accuracy of DFT calculations in predicting molecular geometries and vibrational frequencies depend on the density functional employed. Thus geometrical optimizations were performed for isolated tetracene, using the ω B97X-D functional as well as the more conventional B3LYP method. The computational results are benchmarked using experimental data obtained by Campbell et al.[106]

The solid state calculations in the present work were carried out with the use of two approaches: First, the calculations were carried out with the projector augmented wave (PAW) implementation of Vienna Ab initio Simulation Package (VASP)[134]. The generalized gradient approximation (GGA) in the PBE parameterization was considered as the exchange correlational functional [46]. Structural optimizations (triclinic tetracene crystal) were achieved by setting the convergence criteria for total energies are below $5 * 10^{-6}$ eV, residual forces to be less than $1 * 10^{-3}$ eV/Å, and stresses limited to 0.02 GPa. To correct the missing dispersion interactions, we have used several recently proposed

methods such as PBE functional with pair potential methods D2, D3 (BJ), TS, and TS+SCS. The details of the implementations and usage of these methods can be found elsewhere [135, 136, 137, 138, 139]. To obtain accurate band gaps, we have used the GW approximation⁸⁶. For getting accurate quasiparticle eigenvalues, we used 200 bands for the summation over the bands in the polarizability and the self-energy formulas, and the polarizability matrices were calculated up to a cutoff of 200 eV.

Second, periodic calculations for tetracene were also performed in order to calculate IR intensities with CRYSTAL14 program[140], using PBE functional and STO-6G (Pople’s STO-6G) basis set. Default criteria were used as consider accuracy and SCF convergence. Vibrational frequencies at the Γ Point were calculated for the optimized geometry. The empirical dispersion correction by Grimme [135] was performed to take into account weak interactions.

4.1.3 Geometrical parameters of isolated tetracene molecule optimized using B3LYP and ω B97X-D methods associated with 6-311G and 6-311G** basis set

Geometry optimizations were performed using two different DFT methods (B3LYP and ω B97X-D) implemented in Gaussian 09 software [141], and two basis sets (6-311G and 6-311G**). While Saeki et al. [133] reported a change of symmetry for the naphthalene molecule, from D_{2h} to C_{2h} (based on MP2/6-311G calculations), optimized geometries for the tetracene molecule, which also possesses D_{2h} symmetry, remained planar with D_{2h} symmetry in all cases. Calculated bond lengths based on different levels of theory are listed in Table 1 along with their mean deviations from experimental measurements (see also Figure A1 in the supplementary data). For these calculations, irrespective of the level of theory or the basis set employed, the agreement between computed bond lengths and experimental values is very good. The mean deviation from experimental values is less than 0.03 Å. These results show clearly that the choice of calculation method and basis set has a minor influence on the geometry of tetracene. Results obtained with pentacene monomer are comparable. This basis-set insensitivity for DFT approaches has been illustrated previously[142]. It permits the use of smaller basis sets and provides an additional argument for the use of DFT over ab initio methods, since larger molecules can be treated. The ω B97X-D method, which contains a London-force dispersive term, and

is reliable for acene molecules was selected for this study and it is used in combination with the 6-311G basis-set.

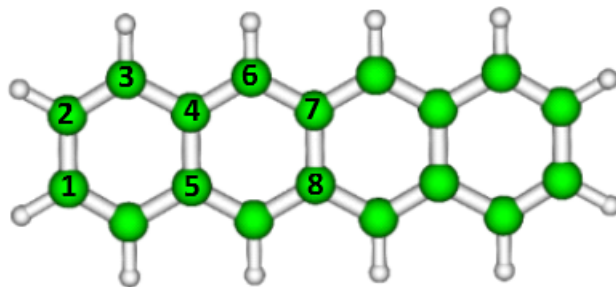


Figure 4.1: Representation of a tetracene molecule.

4.1.4 Truncation of the potential energy surface

Vibrational spectroscopy modelling outcomes, whether at the harmonic or anharmonic level, are directly dependent on the quality of the potential energy surface (PES). The PES is generally expressed as a polynomial determined by adjustment of a set of geometric structures of a molecule. Consequently this type of calculation depends on the quality of the electronic calculations of the wave functions as well. While it is now common to determine the PES accurately for small molecules (3-5 atoms) [94], this becomes almost infeasible when solving anharmonic approximations for systems of larger size where powerful computers are required to implement rigorous methods for solving the Schrödinger equation. Truncation of the analytical shape of the PES (degree of the potential), is unavoidable. For example, a tetracene molecule contains 30 atoms, and therefore has $3N - 6 = 84$ normal modes apart from the translational and rotational modes. 84 modes with an order 4 necessitates the calculation for 22171 force constants. Thus, truncation of the PES constitutes the first part of this study. Four levels of approximation were tested. The fundamental bands obtained in these cases, using second-order perturbation theory (PT2), are compared to the ones calculated with the complete PES. The conclusion of these tests are summarized in Table 2 and elaborated here:

1. It is possible to truncate the PES in terms of only significant coupling. For this, it suffices to identify the constant of cubic and quartic force of very low intensity. We have realized calculations by successively suppressing force constants smaller than 2, 5, 8 and 10 cm^{-1} . This study showed that the discrepancy regarding the calculated

frequencies of fundamental modes is not higher than 2.8 cm^{-1} , and 3.3 cm^{-1} for the combination modes. These disparities are small enough to justify use of this approximation. Moreover this allows setting 7, 33, 48 and 55 % of the forces to zero when suppressing constants smaller than 2, 5, 8 and 10 cm^{-1} , respectively, thus saving computational cost and enabling variational calculations for larger systems. Note, however, that this restriction is potentially acceptable only without any Fermi or Darling-Dennison resonance, often characterized totally or partially using these finest couplings. Regarding the time saved when suppressing the forces lower than 10 cm^{-1} while the wavenumber values of fundamental modes remain the same, it would be tempting to truncate the PES this way, but this would represent a serious risk of losing information regarding combination bands. Indeed our tests show that the upper limit of the truncation to maintain all the information of combination bands consists in considering all the forces higher than 5 cm^{-1} . Removal of these forces would disregard combinations whose weight is less important, resulting in the loss of details that provide a complete interpretation of infrared spectra. Thus, for the following tests of truncature and for calculations presented in this study, we will consider a PES calculated with force constants higher than 5 cm^{-1} .

2. The second truncation tested in this work consists of separating modes of high and low wavenumber. We assumed that the description of the low-wavenumber modes (mainly torsion modes), were weakly coupled with bending and scissoring modes occurring at higher wavenumber. This hypothesis has been tested and validated on the base of calculations on the tetracene molecule (Table 2); indeed each of the first 15 modes calculated using the PES truncated to torsional and libration modes are in perfect adequacy with values calculated a posteriori using complete PES.
3. We have also tested the association of a complete grid of points of the surface at the fourth order, with a fit at the sixth order on the diagonal, in order to refine coupling between closely coupled modes. Because this refining is demanding in terms of computing time, we applied it on the 10 first modes only, supposing that the modes of higher wavenumber were correctly described with a polynome of 4^{th} order. The results, listed in Table 2, show that this refining doesn't bring any improvement for describing the vibrational spectrum of tetracene.

4. The last approximation used in this work consists of applying a second adjustment of the PES; this adjustment would aim to eliminate the weight of vibrators we excluded in point (i), to refine the fit of remaining force constants so that they reflect, in fine, only the couplings between remaining modes. If this had proved to be an acceptable approximation, we could have extended this methodology to the study of specific molecules vibrators of undifferentiated dimension, by calculating a limited number of specific points to sought vibrators. In accordance with what Bowman et al [143] and Begue et al [144] showed on the study of water clusters, our calculations show that only the separation between libration modes with all other active modes is possible.

To conclude, we have shown that partial truncation of PES could be effective for our study. This truncation consists of extracting from a global fit, the force constants of higher order that allow the description of the problem beyond the harmonic approximation. These constants can then be directly used to solve Schrödinger's vibrational equation.

This methodology was used in the remainder of our work for the characterization and assignment of the spectra of tetracene and pentacene molecules.

4.1.5 Resolution of the vibrational Schrödinger equation (non-core bands with intensity)

The presence of overtones and combination bands in infrared spectra is a manifestation of the breakdown of the double-harmonic approximation, usually implemented in electronic structure codes. The calculation of intensities is essential in order to determine which non-fundamental transitions are active and to assign all experimental bands. Since both mechanical (anharmonicity of the potential) and electrical (non-linear dependence of the dipole moment on the normal coordinates) anharmonicities are expected to give non-zero intensities to non-fundamental transitions, these two effects must be considered in the treatment of transition energies and related vibrational wavefunctions. The wavenumber calculations in the mechanical anharmonic approximation were carried out using a variational method developed by Bégué et al [94]. Using this method, implemented in the P_Anhar.v2.0 program [90], it was possible to compute all the vibrational frequencies (fundamental, combination bands and overtones) that contribute to the mid- and near-infrared spectrum of tetracene and pentacene. In addition, the activity of each mode was

also calculated in the electrical anharmonic approximation using a method developed by Baraille et al [144, 145] , which is also available in the same software.

The experimental spectra of tetracene and pentacene, extracted from the work of Michaelian et al [104] , are shown in Figure 2. The corresponding calculated infrared active transitions both fundamental and combination bands overlay the data and are listed in Table 3 and Table 4 where they are further compared with available experimental and theoretical values. Threshold intensity for IR-activity of 0.001 km/mol was chosen for the calculations. This threshold is justified following a discussion of band assignments for each molecule, and presentation of vibrational bands common for the two molecules.

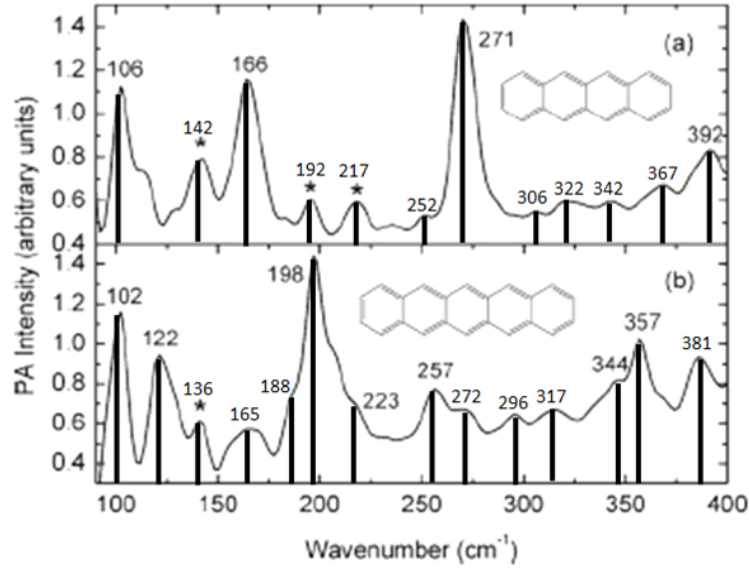


Figure 4.2: Far-infrared PA spectra of (a) tetracene; (b) pentacene. Spectra were acquired using phase modulation at a frequency of 5 Hz and an amplitude of 15λ ($\lambda = 0.6328 \mu m$), extracted from Michaelian et al [104]

For tetracene molecules, three bands were identified previously in the range $100 - 400 \text{ cm}^{-1}$ [104, 146]. Two were noted as infrared active at 166 and 271 cm^{-1} , and one (388 cm^{-1}) was assigned as Raman-active (Table 3). By calculating intensities for all bands, including combination bands and overtones, 8 additional infrared- active vibrations (7 combinations and one second-harmonic) are identified, and the band at 388 cm^{-1} previously assigned as Raman-active is identified as an infrared-active band arising from the B_{3u} mode plus an overtone. Three similar cases where a vibrational transition could correspond either to a combination band, an overtone, or a Raman-active band, are also shown in Table 3.

Raman-transition active in infrared: molecular deformation

Raman transitions can become active in infrared spectre, when a molecule is deformed in the solid state. For example, Homes et al.⁵⁸ showed experimentally that acene molecules in the solid state are not planar and attributed this observation to crystal-packing forces that induce deformation; additionally, deformation effect on lattice-phonon frequencies has been measured, then enabling discrimination of different solid phases of tetracene [105] and pentacene [107, 147]. In order to underpin this contention, we performed calculations on a deformed tetracene molecule, shown in Figure 3. In this conformation the molecule does not possess D_{2h} symmetry. The molecule does still possess symmetry, however. The deformation concerns dihedral angles [C1-C2-C3-C4], [C2-C3-C4-C5], [C4-C5-C6-C7], [C5-C6-C7-C8], [C9-C10-C11-C12] and [C10-C11-C12-C13], equal to 175° , 178° , -178° , -178° , -178° , -178° , respectively, instead of $\pm 180^\circ$ in the case of the molecule in the D_{2h} conformation. The bond lengths are unchanged. Wavenumbers of fundamental modes and associated intensities calculated with the harmonic approximation are listed in Table A1 in the supplementary data. The calculated vibrational spectrum exhibits only positive wavenumbers, which attests that this deformation is located at a minimum of the PES. The intensities corresponding to the R-denominated-bands of the deformed molecule, calculated at the harmonic level, are given in Table 3. For the deformed molecule, modes that would normally be inactive in infrared (Raman active or silent modes), present significant intensities, ranging from 0.002 to 0.05 km/mol.

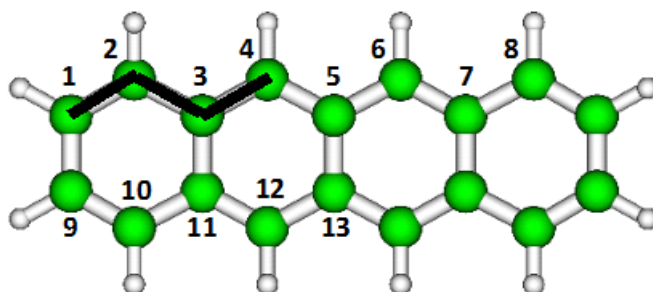


Figure 4.3: Tetracene molecule. The deformed dihedral angle C1-C2-C3-C4 is shown in black.

Assignment based on intensity value

Transitions for which there is a double hypothesis (142 , 192 and 392 cm^{-1}) can be resolved on the basis of relative intensity values. Thus the band at 142 cm^{-1} could be attributed to a second harmonic whose intensity would be three times lower than the Raman-active one that becomes optically active for the deformed molecule. The band at 192 cm^{-1} could be either a combination of an IR-active mode and a Raman-active mode, whose intensity would be ten times lower than a Raman-active band calculated at 196 cm^{-1} . The band at 392 cm^{-1} could either be a combination of an overtone and an infrared active mode, or a Raman-active band ten times more intense. From the relative intensities, in each case, the assumption of the Raman-band becoming active is more likely. For other transitions, there is a single hypothesis. The transition, denoted ν_8 , located at 322 cm^{-1} is a Raman-active band while the bands located at 252 , 306 and 342 cm^{-1} are combination bands.

For pentacene, Table 4, the situation is similar. 11 bands arise from combination vibrations. One, found experimentally at 257 cm^{-1} , was previously assigned to a predicted Raman-active mode. Calculations on a deformed pentacene molecule lead to an IR active band at a comparable wavenumber and with a comparable intensity. Thus, this one assignment remains uncertain on the basis of these calculations.

Use of trends for assignment

The trends for normal modes of infrared active vibrations found for both tetracene and pentacene molecules (see types of vibration in Table 3 and Table 4) are shown in Figure 4 where they are also compared with experimental data. By viewing the wavenumbers in this way, wavenumber assignments for the two molecules can be evaluated in parallel. From the similarity of the trends for tetracene and pentacene, as well as the proximity of the respective computed wavenumbers to experimental ones, the assignment choices - combination bands over Raman-active ones - are supported and this outcome is independent of intensity values. Only one band remains unassigned in the experimental spectrum of tetracene, 106 cm^{-1} . Michaelian et al [104] suggested that it originated from lattice vibration. The pentacene band attributed to a Raman-active vibration, 102 cm^{-1} , may be of the same type as well. These bands and intermolecular bands more broadly are addressed by performing calculations with tetracene and pentacene dimers.

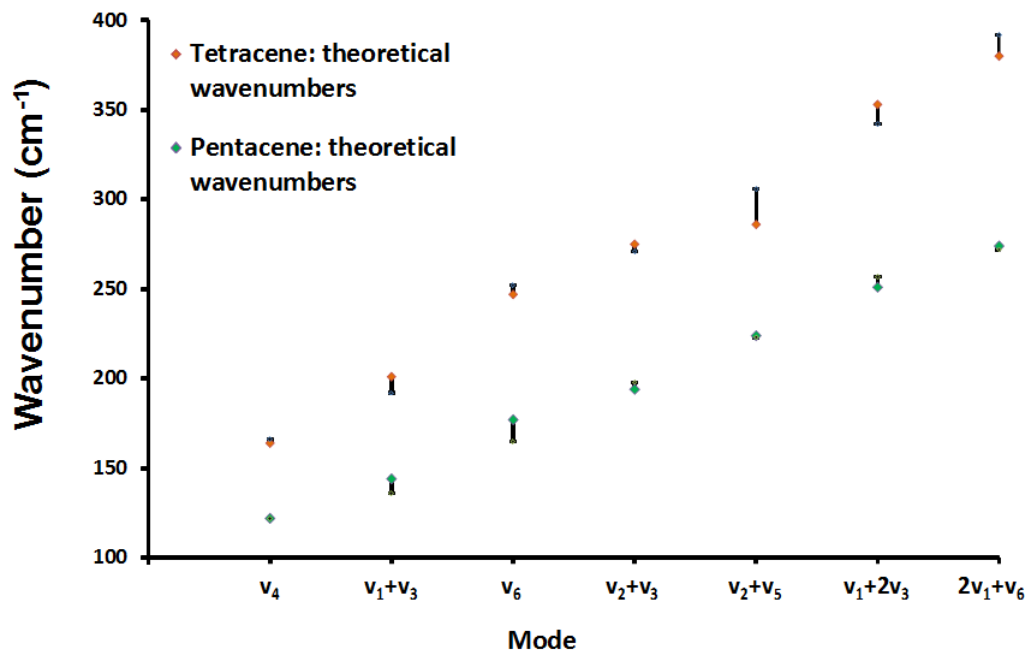


Figure 4.4: Comparison of theoretical and experimental wavenumbers of tetracene and pentacene for the same normal modes of vibration. The deviations between experimental and theoretical wavenumbers are represented with dark bars.

4.2 Calculation of vibrational spectra of acene dimers: Comparison with experimental data.

Π -stacking is responsible for the cohesive structure of acene crystals [106, 112, 148, 149, 150]. Dimers constitute a benchmark for describing π -stacking phenomena. In order to generalize the effect of π -stacking on intermolecular vibrations for the acene family as a whole, the calculations described here include those for naphthalene and anthracene dimers in addition to the tetracene and pentacene dimers. Inclusion of these smaller dimers also permits calibration of the computational methodology employed.

4.2.1 Calculated geometry and wavenumbers of dimers and comparison with experimental data

Far-infrared spectra provide information about intermolecular and inter-ring interactions and about π -stacking in particular. Hineno et al [151] measured spectra of naphthalene and anthracene in the region 190-50 cm^{-1} at liquid helium temperature and observed that some bands were due to lattice vibrations. In the same way, bands in the experimental vibrational spectra of tetracene and pentacene that cannot be

interpreted based on computed wavenumbers for a single molecule are expected to arise from lattice modes. A first step toward understanding $\pi - \pi$ interaction of acene compounds consists of considering the interaction of acene dimers. The choice of the calculation method for describing these electronic interactions is justified, and then the differentiation of inter- and intramolecular vibrations in the acene family, is addressed.

Naphthalene dimer: to assess the performance of the ω B97X-D method for $\pi - \pi$ interaction calculations involving aromatic molecules, the robustness of the ω B97X-D/6-311G method for naphthalene dimers, for which a broad literature exists [133, 147] 50,97,98,99,100, is discussed in light of results based on reliable data and accurate computational results. For example, Gonzalez et al.¹⁰² and Tsuzuki et al [152] calculated ground-state structures and binding energies of van der Waals dimers of naphthalene using an aromatic intermolecular interaction model, at the MP2 and CCSD(T) levels of theory, respectively, using Pople’s basis sets of various size. Their calculations yield two low energy dimers of similar energy: D_{2d} (crossed) and C_{2h} (parallel-displaced), and two C_{2v} T-shaped structures. Walsh et al [153, 154], using calculations at the MP2/6-31*(0.25) level found eight stationary points for naphthalene dimers: the four reported previously and four others of lower symmetry. Following these studies, Saeki et al [133] performed vibrational analysis of naphthalene dimers at the MP2/6-311G level of theory and their results are compared with the values obtained in this work. In the present work, geometry optimizations of naphthalene dimers in various configurations - parallel displaced (PD), parallel displaced according to C_{2h} symmetry, crossed-parallel according to C_2 and D_{2h} symmetry - using the ω B97X-D method, with the 6-311G and 6-311G(p,d) basis sets were performed. All stationary points were characterized by frequency calculations to ensure that the optimized structures were located at a local minimum. The basis set superposition error (BSSE) correction developed by Simon et al.¹⁰⁶ was included in the calculations for all complexes. Calculations without this correction were carried out to characterize the importance of this error. Negative binding energies indicate exothermic complex formation [155]. Analysis of dimer configurations showed that only the low-level symmetry configurations, C_2 and parallel-displaced (PD), represented in Figures 5a and b, respectively, correspond to minima on the PES. Vibrational calculations for the symmetric configurations exhibited negative frequencies. This outcome is in agreement with

Walsh et al [153] who showed that structures of low symmetry are the most stable. The center of mass separation (r), rotation angle (Θ) for the C2 structure, and the distance of relative translation (x_1 and x_2) for the PD structure are given in Table 5. For these two configurations the interaction energies at the different levels of theory considered, with and without BSSE correction, as well as the first harmonics, are reported in Table 6. Interaction energies and associated wavenumbers were obtained using ω B97X-D and 6-311G, 6-311G** and cc-pVDZ basis sets. Computed values are compared with results obtained by Walsh et al [153], Saeki et al [133] and Rubes et al [154]. BSSE-correction lowers the absolute value of the energy by 1.5 kcal.mol⁻¹ on average, and represents only 0.04% of the binding energy. Thus BSSE-correction does not affect the order of stability of the tested configurations. This outcome is in full agreement with the cited prior work. Further there are no trends for the impact of basis-set and BSSE-correction on the geometry of the dimer configurations. However, by calculating the mean difference of computed values, this work, with those of Saeki et al [133] shows the 6-311G basis-set combined with BSSE-correction to be a preferred option.

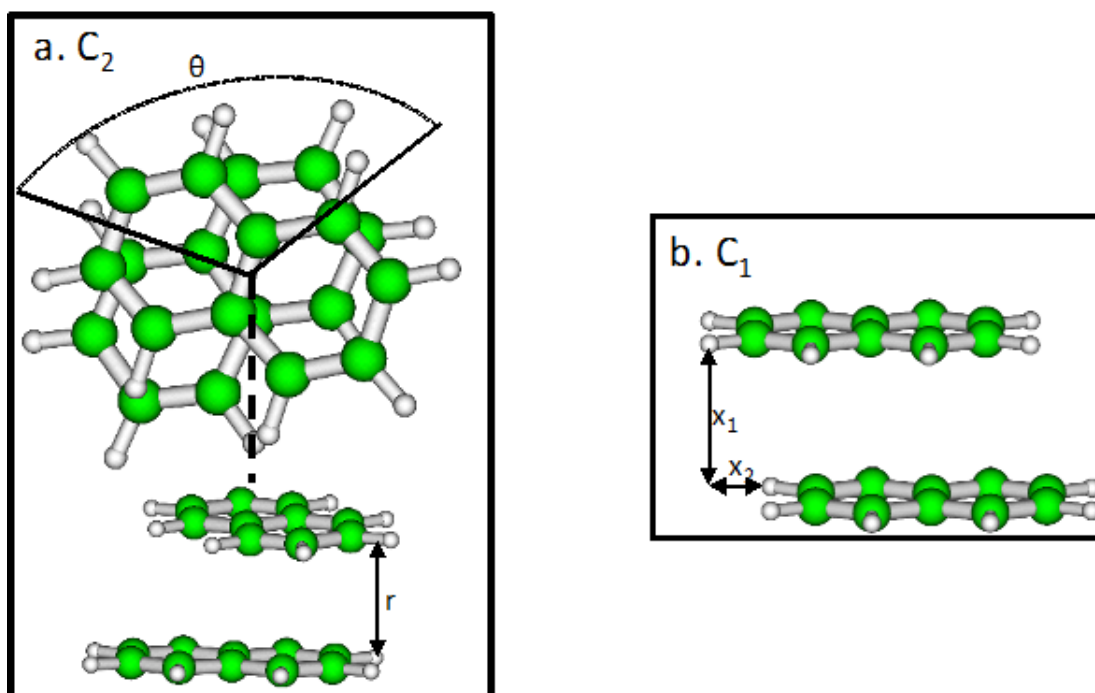


Figure 4.5: Optimized geometries at the ω B97X-D/6-311G level of theory for naphthalene dimers in the most stable configurations a) C₂, and b) Parallel-displaced (PD)

Vibration modes of naphthalene dimers: Wavenumber calculations for stable dimers were performed using the ω B97X-D/6-311G method with BSSE correction. From

vibrational analysis of the monomer (Table A2 in the supplementary data) and the dimer (Table 7) the vibrational modes arising from intra- and intermolecular modes can be discriminated. The assignments are reported in Table 7 for sets of calculations performed as part of this work and from Saeki et al[133]. Calculated values are compared with experimental data when available. The calculations were performed with counterpoise correction for both the C2 and PD configurations. The calculated intra- and intermolecular wavenumbers, irrespective of calculation details, are readily distinguished for naphthalene. The intermolecular wavenumbers are at $\sim 100\text{ cm}^{-1}$ and lower, while the intramolecular wavenumbers are greater than $\sim 100\text{ cm}^{-1}$.

4.2.2 Pi-stacking in the acene family

Optimization at the ω B97XD/6-311G level with BSSE correction gives rise to the expected parallel tilted configuration [150] for anthracene, tetracene and pentacene dimers, as shown in Figure 6. This configuration closely resembles that found in triclinic tetracene[106] and pentacene[110] crystals. The associated interaction energies are reported Table 8. Other configurations were found to be unstable. They possess negative calculated harmonic values and were clearly not located at a minimum of the PES. So, only naphthalene has a more energetically stable C₂ configuration. Computations related to both the C₂ and PD configurations for naphthalene are shown in Table 7. The PD configuration results are used for comparisons with other acene family members where it is the most stable configuration. For a given geometry, in this case parallel-tilted, the binding interaction energy increases with the number of interacting cycles in a non-linear manner. This result is consistent with previous studies by Hohenstein et al [156] and Grimme et al[157] who compared interaction energies of naphthenic and aromatic dimers of increasing size using the B2PLYP/TZV(2d,p) level of theory. They found that arene dimers were strongly preferred over equivalent naphthenic dimers, especially for anthracene and tetracene, which were stabilized by 3 to 4 kcal.mol⁻¹. The calculations reported here are in accordance with these prior results and confirm the prevalence of π -stacking interactions.

The wavenumbers assigned to intermolecular (Table 9) and intramolecular (Table 10) modes of vibration for the acene family were calculated at the π B97XD/6-311G level of

theory using BSSE correction. The characteristic wavenumbers for intermolecular vibrations fall in the same range for all acene dimers. The lower bound wavenumbers are 15 - 33 cm^{-1} and the upper bound wavenumbers are 94 - 112 cm^{-1} . The wavenumbers for the intramolecular vibrations are found at higher wavenumbers but begin to overlap with the intermolecular vibration wavenumbers starting with anthracene where the intermolecular mode at a wavenumber of 111 cm^{-1} with an intensity of 0.8 is not readily discriminated from the intramolecular mode at 112 cm^{-1} with an intensity of 1.2, on the basis of wavenumber or intensity value. Thus, inter and intramolecular vibrations are easily discriminated for naphthalene, and the inter- and intramolecular vibration modes are uncorrelated. For anthracene, tetracene and pentacene, the lowest intramolecular vibration modes fall within the range of intermolecular vibrations.

Four vibration modes, given in Table 9, corresponding to rotation, translation, rotation of the dimer combined with translation and rotation movements of one molecule relative to the other, are common for all four dimers. The last two intermolecular modes are compound-specific. For tetracene, the two additional modes comprise twisting movements of molecular pairs in the same (87 cm^{-1}) and in the opposite direction (112 cm^{-1}). For pentacene, one is a wagging movement (74 cm^{-1}) and the other comprises an opposite direction wagging movement combined with vertical translation normal to the two molecules (95 cm^{-1}). For anthracene, one mode is a rotation of one molecule relative to the other, and the second is split into two modes. These latter two modes, at 111 and 112 cm^{-1} , consist of a butterfly movement by one molecule with a half-twisting movement by the other simultaneously.

The other vibration modes, shown in Table 10 correspond to intramolecular vibrations. For every type of vibration, simultaneous vibration of each molecule is observed, either in the same or opposite direction, resulting in two wavenumbers. These alternating motions are characterized by wavenumbers and intensities that depend on the value of the dipole moment. The butterfly vibration mode presents very different wavenumbers depending on whether the molecular movements are in the same or opposite direction. Differences range in value from 8 to 42 cm^{-1} . The impact of relative movement increases with the number of aromatic rings, due to the correlation with twisting modes at higher frequencies.

Trends in values for specific bands in the acene family: In order to visualize the effect of the number of aromatic rings on the wavenumbers of specific vibration modes, in-

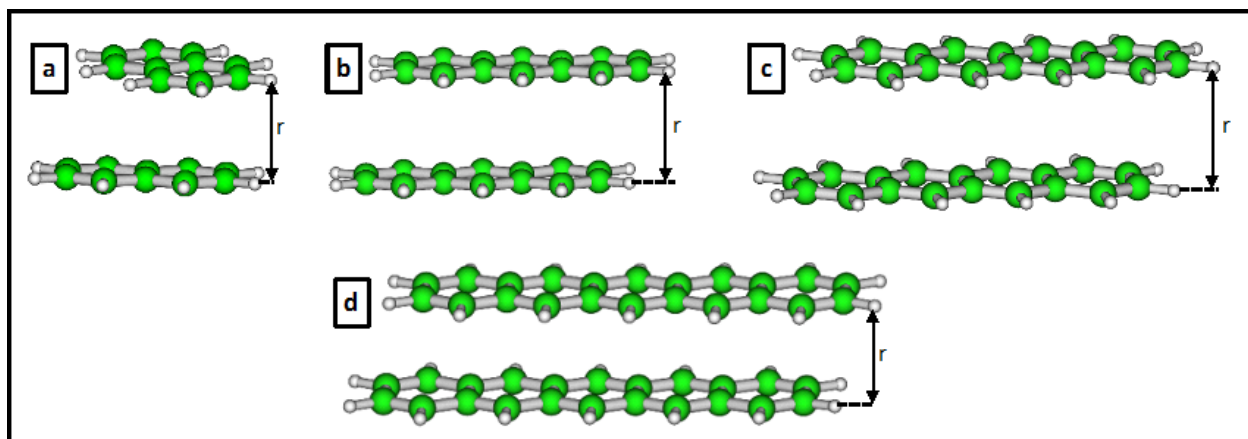


Figure 4.6: Acene dimers in the parallel displaced (PD) configuration: a) naphthalene, b) anthracene, c) tetracene, d) pentacene

tramolecular vibration modes and intermolecular vibrations are presented in Figure 7 and Figure 8, respectively. Intramolecular vibration modes, shift to lower wavenumbers with increasing molecule size irrespective of the vibrational mode considered, as was observed for monomers. Butterfly (B), Twisting (τ), Wagging (ω), Stretching (σ), and Rocking (ρ) movements behave similarly. By contrast, the intermolecular vibration modes, found at similar wavenumbers for all the molecules in the acene family, appear specific to this family, and may be used as a reliable fingerprint. In addition, twisting vibration bands appear for dimers of tetracene at (208 cm^{-1}) and pentacene at (168 cm^{-1}) that replace corresponding twisting bands for monomers at 154 and 104 cm^{-1} . The absence of a mode at 154 cm^{-1} for tetracene dimers supports the hypothesis that the feature observed experimentally at 142 cm^{-1} for monomers (see Table 3) is an overtone.

4.2.3 The impact of molecule distortion on the vibration modes of acene dimers

The impact of molecular distortion on vibration modes for dimers was evaluated in the same manner as for monomers. The molecular conformations were perturbed as illustrated in Figure 3 and the distance r (defined in Figure 6) between the molecules was set equal to 3.4, 3.4 and 2.9 Å for naphthalene, anthracene and tetracene dimers, respectively. As distortion reduces the aromaticity of the molecules, the stability of π -stacked dimers is expected to be reduced or eliminated. Table 11, where interaction energies for these systems are listed, highlights this loss of stability. For example, no conformations for

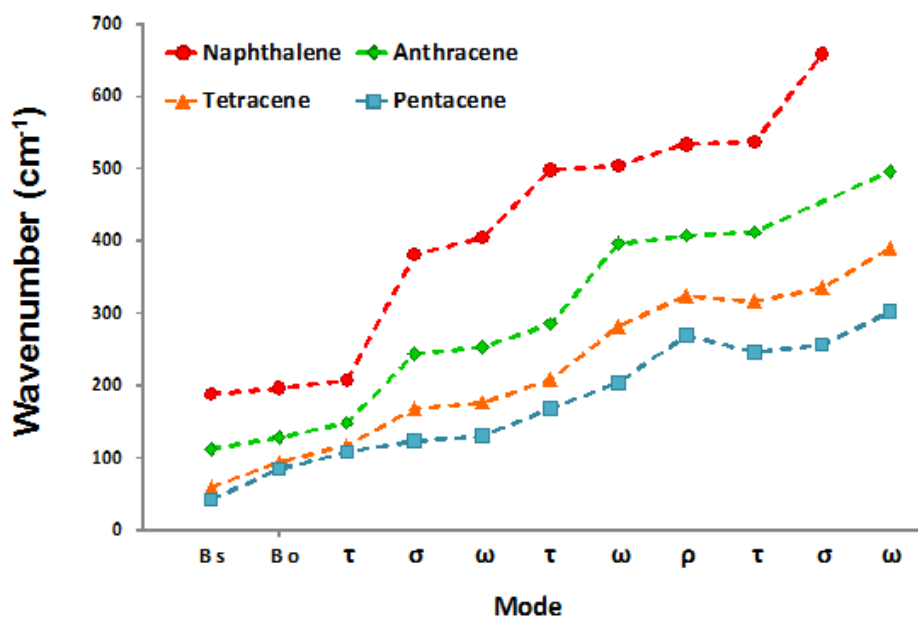


Figure 4.7: Comparison of theoretical intramolecular vibration modes for naphthalene, anthracene, tetracene and pentacene dimers: B s and B o designate butterfly modes, same (s) and opposite (o) direction respectively; τ , σ , ω , and ρ take place for twisting, stretching, wagging and rocking modes respectively

distorted pentacene dimers correspond to local minima in the PES. Distortion did not affect intramolecular modes of vibration overall for dimers as shown in Table A3 in the supplementary data. Only butterfly vibration modes for anthracene and tetracene, whose wavenumbers get closer to the ones observed for monomers, shown in Table 10, appear to be affected. Some other modes, for which two wavenumbers are given in Table A3, do not exhibit the combined movement of the two molecules either in the same direction or in the opposite direction (as observed for the other intramolecular modes), but movement of the molecules simultaneously. These exceptions are a consequence of the decoupling between the molecules forming the distorted dimer. However, the intermolecular vibration modes, shown in Table 12, are shifted to lower wavenumbers compared to the symmetric analogues shown in Table 9. For the symmetric dimers, the intermolecular vibration modes are effectively independent of molecule size, while for the distorted molecules, the vibration modes tend to lower values as molecular size increases. The behavior of the symmetric dimers is attributed to a balancing of opposing effects. One would expect intermolecular vibration modes to shift to lower wavenumbers with increasing ring number (as is observed for intramolecular modes). However, the intensity of the intermolecular

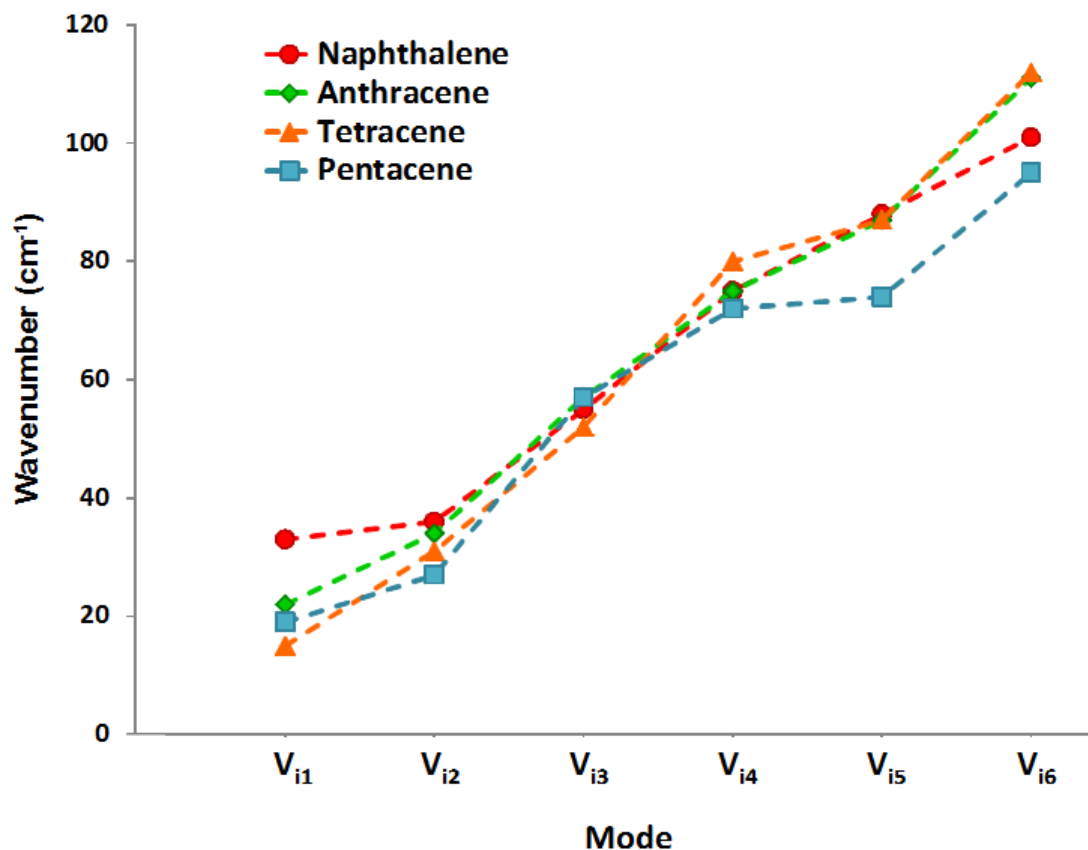


Figure 4.8: Comparison of theoretical intermolecular vibration modes for naphthalene, anthracene, tetracene and pentacene dimers

interactions increases with the number of rings (Table 8) for symmetric dimers, and this tends to increase wavenumbers. This compensative effect is diminished or absent for the distorted dimers, hence the difference in behavior, and wavenumber invariance for a given intermolecular vibration mode may be a characteristic of π -stacking interactions.

4.2.4 Identification of unassigned peaks in the experimental spectra of tetracene and pentacene

By subtracting the intermolecular wavenumbers from the symmetric dimer vibrational spectra of tetracene and pentacene, and comparing the resultant spectra with the spectra of the corresponding monomers, there are two peaks, one for tetracene at 117 cm^{-1} and one for pentacene at 108 cm^{-1} , with intensities in the same order of magnitude as the ones calculated for fundamental bands for tetracene (0.34 km/mol) and pentacene (0.15 km/mol). These peaks arise because for every vibrational mode occurring for monomers, there are two quasi-degenerate modes arising for dimers depending on whether the mo-

lecules vibrate in the same or in the opposite direction. Thus modes that are Raman-active for a monomer become infrared-active for dimers vibrating in the opposite direction.

With this final set of assignments, the inter- and intramolecular vibration analysis for the acene family of compounds is complete. Figure 9 gives a direct comparison of experimental and calculated spectra with our conclusion as for assignment. There are no residual unassigned peaks in the available experimental spectra and ultra low wavenumber intermolecular peaks are hypothesized. While these have yet to be measured experimentally, identification and discrimination of inter- and intramolecular bands at low wavenumbers will play a more important role in the future as the range of IR measurements broadens. For example, by using coherent synchrotron radiation it is becoming possible to make experimental photoacoustic IR measurements in the range 7 to 30 cm^{-1} as demonstrated recently by Billingham and Michaelian[158]. DFT calculations have much to contribute to this development, and the interpretation of results obtained.

4.3 NORMAL VIBRATIONAL MODES IN CRYSTALS

4.3.1 Basic theory

The behavior of a system of interacting electrons and nuclei is determined by the solutions of the time-dependent Schrödinger equation:

where is the potential describing the coulombian interactions. The Born-Oppenheimer (or adiabatic) approximation (valid for) allows to split the problem into an electronic problem depending upon nuclear positions :

where and

I.E.

and a nuclear problem under an effective interatomic potential determined by the electrons:

determines the Potential Energy Surface and the equilibrium geometry. At equilibrium, forces on nuclei vanish:

Harmonic approximation: the interatomic potential energy is expanded to 2nd order. The resulting Hamiltonian transform into a sum of independent oscillators.

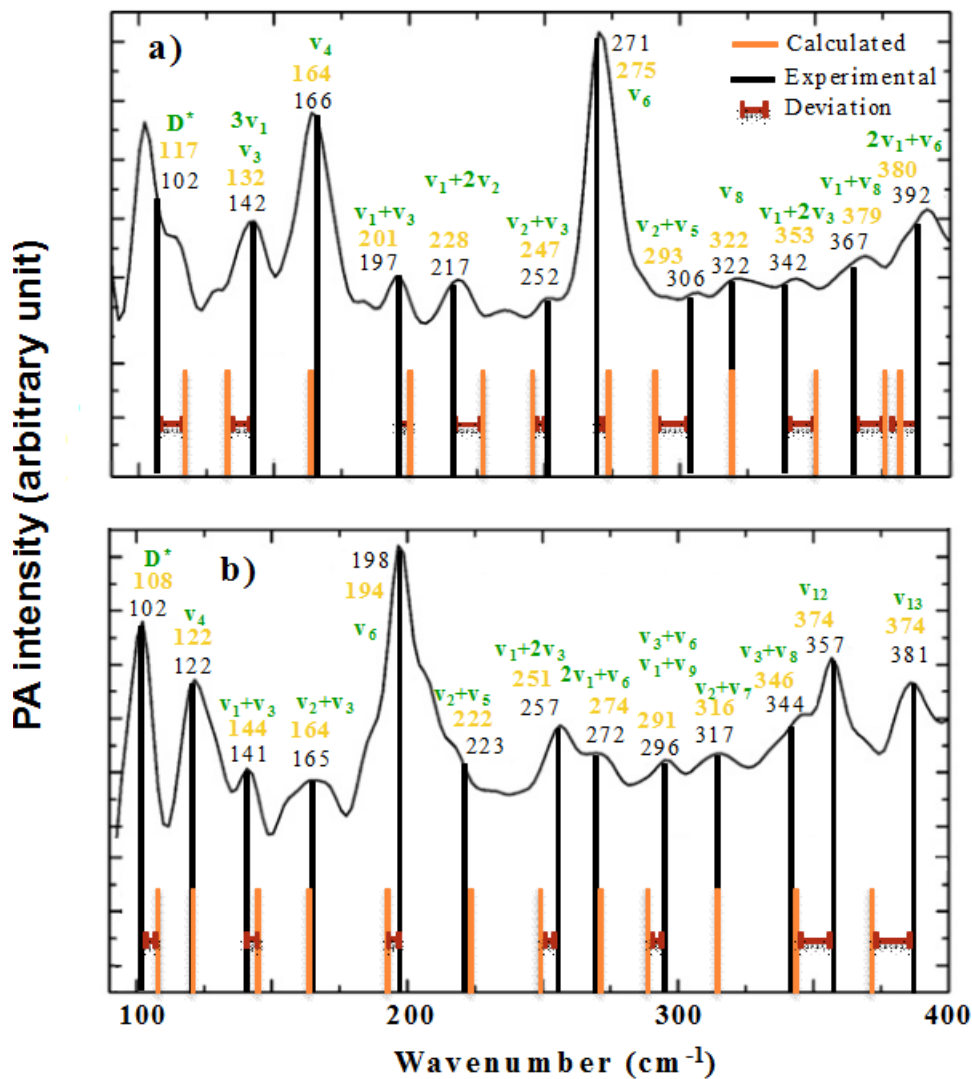


Figure 4.9: Final assignment of the experimental infrared transitions for a) tetracene and b) pentacene. Calculated wavenumbers are indicated on the spectra with orange lines, and corresponding values above. Experimental values are indicated for comparison, and represented with dark lines

Normal mode frequencies, and displacement patterns, for Cartesian component of atom, at atomic position are determined by secular equation:

where is the matrix of inter-atomic force constants, i.e. second derivatives of the energy with respect to atomic positions:

In crystal, normal modes are classified by a wave-vector . Phonon frequencies, , and displacement patterns, , are determined by the secular equations:

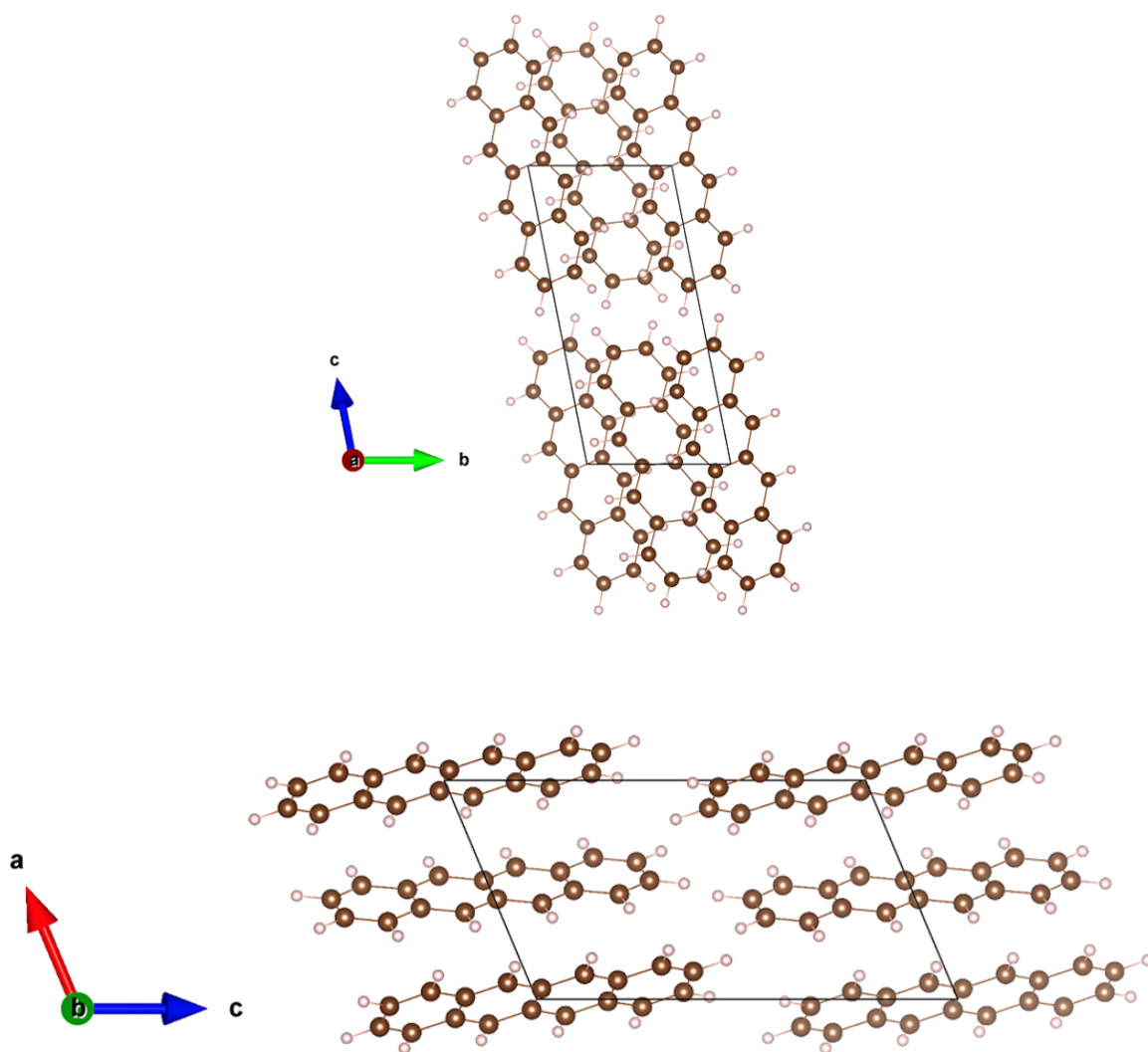
Introduce monochromatic perturbation to atomic positions as

where represents the lattice vector and the equilibrium position of the -th atom in the unit cell. Fourier transform of force constants at are second derivatives of the energy with respect to such monochromatic perturbations:

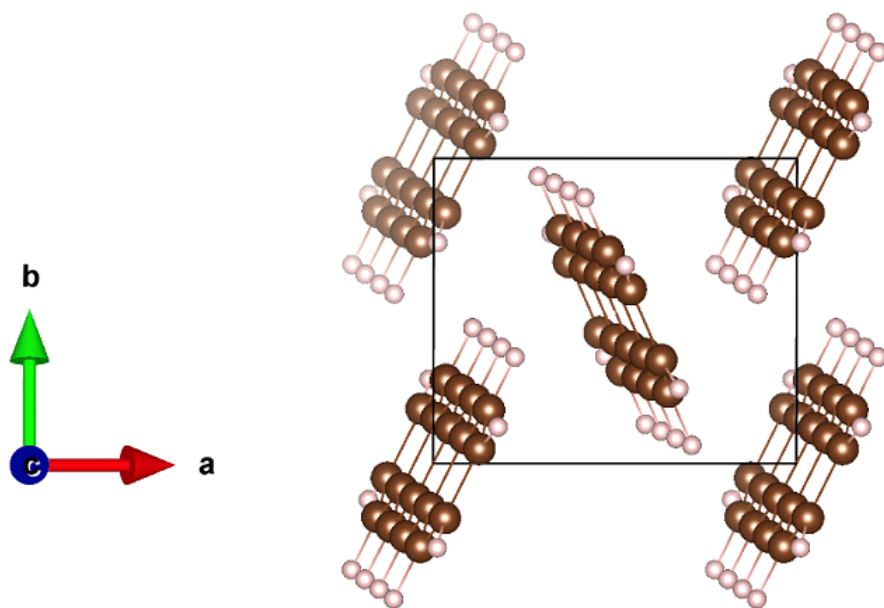
4.3.2 Results and discussion

We performed first-principle calculations for tetracene in order to clarify its structural and electronic properties of the solid-state system. These calculations strongly suggest the necessity to go beyond the standard DFT approach. First, we have shown that dispersion corrected methods are necessary to provide an improvement in the calculated lattice parameters and volume of the unit cell to compare with experimental values. The complete list of resulting lattice parameters, angles, and volumes along with experimental results for all the compounds are presented in Table 13. Furthermore, the mean absolute deviations observed for the calculation of these parameters for all the methods under consideration depend on the type of dispersion correction, and the relative errors on structural properties calculated using each method, in particular concerning the volume, may vary significantly. As mentioned by Lebegue et al [?], it has been demonstrated that one has to test all the dispersion corrected DFT methods for the C-, H-, N- and O-based energetic solids before concluding the ground state properties. In the present work, we show that the situation is the same for the S-based energetic solids. Since the D3 correction yields the most accurate structural descriptions of this model system, it has been used to calculate the vibrational, structural and electronic properties.

Table 14 reports all the results obtained for tetracene, from the isolated up to the solid-state system. Beyond the numerical differences due to the various Hamiltonians used for these calculations, the results show significant differences on both vibration frequencies



and intensities that are to be attributed to the effect of the chemical environment. Indeed, the signatures of some particular modes (such as ν_2 , ν_8 and ν_{10}) are modified with respect to the isolated system due to intermolecular interactions. Besides, our previous study on tetracene dimers revealed that intermolecular interactions induced the appearance of some characteristic spectral signatures at very low wavenumbers. For instance, the mode experimentally found at 106 cm^{-1} , which has been assigned, with aid of calculations, to a libration mode, is part of the characteristic signatures of intermolecular vibrations of acenes; the same mode was also assigned at 102 cm^{-1} for the pentacene system. In fact, this mode cannot be only associated to a dimer: it results from the vibrations of the whole tetracene molecules within the network that constitutes the aggregate or the crystalline system. Our VASP calculations clearly show that this vibration mode is linked



to distortions of the crystalline network, which can be seen as the « breathing » of the network. Such a deformation was already partially taken into account in the study of a dimer. Some other modes of the crystalline network constitute, to a lesser extent, the remaining characteristic signatures of the intermolecular vibrations. More difficult to detect experimentally, these modes are theoretically found at 69.7 cm^{-1} (ν_1), 128.5 cm^{-1} (ν_3) and $320.8\text{--}323.8\text{ cm}^{-1}$ (ν_8). Unfortunately, there is no experimental data available below 100 cm^{-1} for the tetracene system. But it seems that the ν_3 and ν_8 modes can now be identified as the modes of medium intensity reported from experimental data at 142 and 322 cm^{-1} , respectively. No fundamental mode nor combination mode of the isolated tetracene can be associated with the presence of those new experimental signatures.

From all the modes calculated below 400 cm^{-1} , whatever their intensities are, they do not seem to be coupled to the vibration of the crystalline network. It suggests that calculations of the isolated molecule (or its dimer) are a sufficient approximation to identify these vibration modes. In the present case, it explains the fact that no assignment problem was found for regions beyond 150 cm^{-1} during the molecular study of tetracene and its dimer. At the molecular level, calculations on small aggregates can be sufficient to identify the modes of the crystalline network that are significantly impacted.

To conclude, the use of a model able to describe the chemical environment was essential to identify the spectral signatures of the inter-molecular modes that we try to characterize

in our study of asphaltenes (or, at least, of acenes systems). The calculated phonon spectrum thus seems to answers, even if our calculations up to now do not account for both mechanical and electrical anharmonicities. Such conditions are all the more necessary for an exhaustive study of the modes of each isolated molecule. Particularly, it allows an identification of the combination modes as well as the harmonics for which the signatures have been clearly evidenced by photo-acoustic measurements. Only a double approach (both molecular and solid-state) can allow one to completely identify the photo-acoustic results of acenes molecules in the crystalline state.

CONCLUSIONS

The DFT calculations presented in this work provide detailed and accurate descriptions of experimental photoacoustic far IR spectra for tetracene and pentacene and for far IR spectra of the acene family as a whole. The impacts of molecular distortion on monomer and dimer spectra and dimer stability, and the interpretation of peaks in photoacoustic IR spectra of crystalline solids are discussed in detail. Distortion breaks molecular symmetry and this adds to the complexity of the interpretation of the resulting spectra. Inter- and intramolecular vibrations in the acene family of compounds are discriminated, and combinations of inter- and intramolecular vibrations are identified specially with the use of solid-state conditions. Peak assignment ambiguity, and the potential impacts of molecular distortion on peak intensity are addressed for tetracene and pentacene. By examining computed and experimental spectra for the family of acene molecules concurrently, trends in vibration modes with molecular size were used to reinforce assignments, and to re-attribute assignments made previously in the experimental tetracene and pentacene spectra. In particular, both dimer and solid state calculations permitted re-assignment of an infrared active peak arising in tetracene at 142 cm^{-1} and assignment of large infrared active peaks at 117 and 108 cm^{-1} for tetracene and pentacene respectively that may permit their identification in an acene mixture. The intermolecular vibrations for naphthalene, anthracene, tetracene and pentacene, are found in the same wavelength range of the far infrared spectrum and are not readily discriminated one from the other. The specificity of the acene π -stacking interactions, reinforced by calculations with distorted dimers (and solid-state), allows not only the identification of this family of molecules, but also highlights

the presence of π -stacking interaction in a mixture as a whole.

Supplementary Data

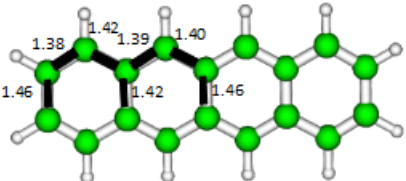
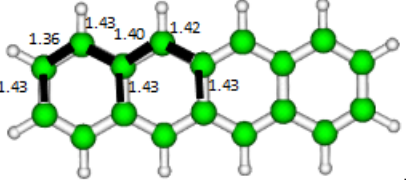
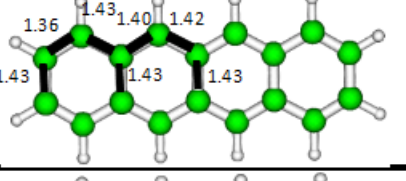
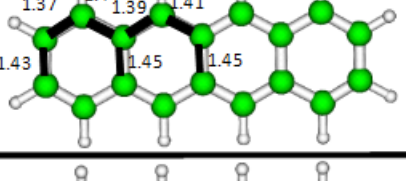
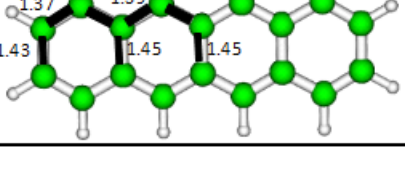
Experimental data <i>Campbell et al, 1962</i>	
B3LYP/6-311G	
B3LYP/6-311G**	
ω B97x-D/6-311G	
ω B97x-D/6-311G**	

Figure 4.10: Geometrical data for a tetracene molecule by Campbell et al [106] and values optimized in the framework of various DFT calculations, used in this work

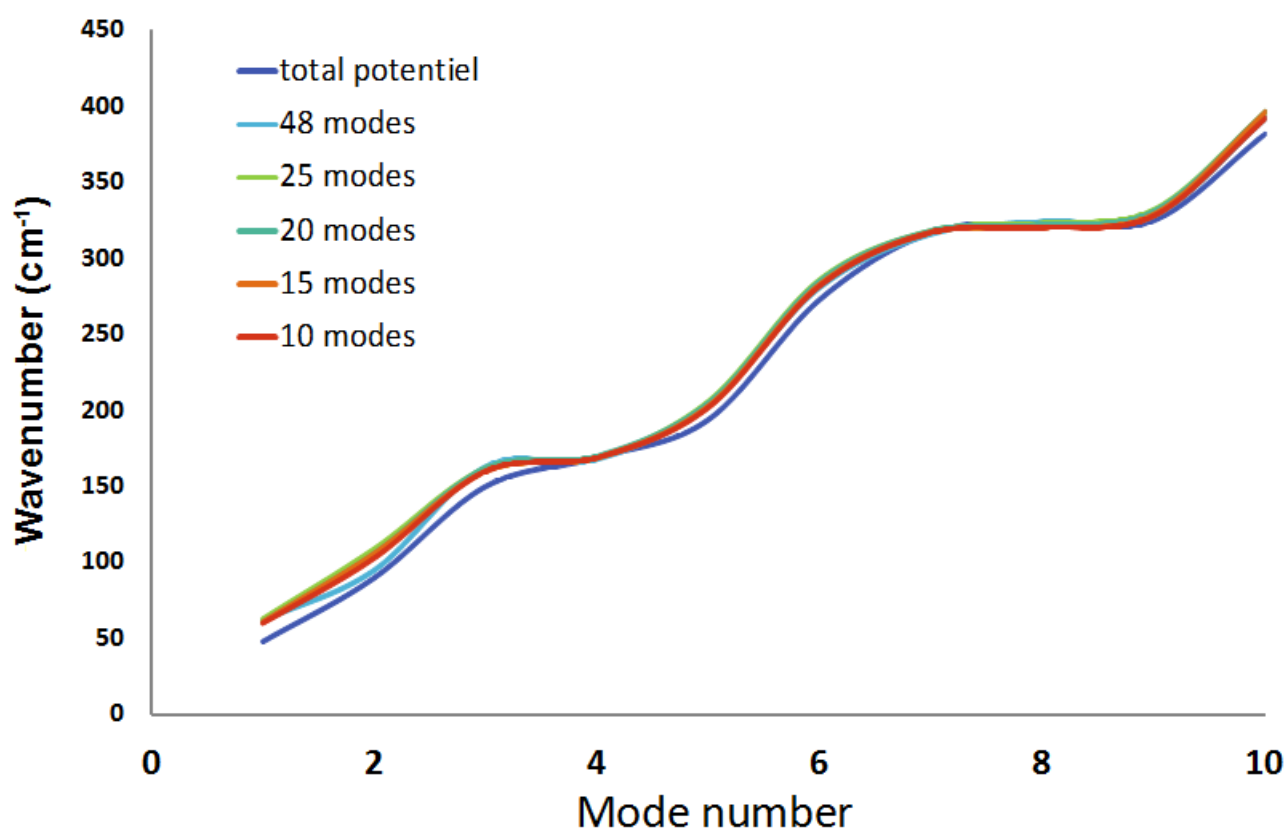


Figure 4.11: Effect of mode truncature on the wavenumber obtained using ω B97X-D/6-311G for the first ten vibration modes of a tetracene molecule, with force truncature ($f > 5\text{cm}^{-1}$)

Appendices

Références bibliographiques

- [1] Kamran Akbarzadeh, Ahmed Hammami, Abdel Kharrat, Dan Zhang, Stephan Al-lenson, Jefferson Creek, Shah Kabir, A Jamaluddin, Alan G Marshall, Ryan P Rodgers, et al. Asphaltenes—problematic but rich in potential. *Oilfield Review*, 19(2):22–43, 2007.
- [2] Matthew Neurock, Abhash Nigam, Daniel Trauth, and Michael T Klein. Molecular representation of complex hydrocarbon feedstocks through efficient characterization and stochastic algorithms. *Chemical engineering science*, 49(24):4153–4177, 1994.
- [3] Long-li ZHANG, Chun-lan WANG, Yuan-sheng ZHAO, Guo-hua YANG, SU Mei, and Chao-he YANG. Speciation and quantification of sulfur compounds in petroleum asphaltenes by derivative xanes spectra. *Journal of Fuel Chemistry and Technology*, 41(11):1328–1335, 2013.
- [4] Roberto Rodrigues Coelho, Ian Hovell, and Krishnaswamy Rajagopal. Elucidation of the functional sulphur chemical structure in asphaltenes using first principles and deconvolution of mid-infrared vibrational spectra. *Fuel processing technology*, 97:85–92, 2012.
- [5] Lamia Goual. *Petroleum asphaltenes*. INTECH Open Access Publisher, 2012.
- [6] Otto P Strausz, Thomas W Mojelsky, and Elizabeth M Lown. The molecular structure of asphaltene: an unfolding story. *Fuel*, 71(12):1355–1363, 1992.
- [7] José A Calles, Javier Dufour, Javier Marugán, José Luis Peña, Raúl Giménez-Aguirre, and Daniel Merino-García. Properties of asphaltenes precipitated with different n-alkanes. a study to assess the most representative species for modeling†. *Energy & Fuels*, 22(2):763–769, 2007.

- [8] M Barbelet, JM Dolle, and JP Poitevin. Analyses élémentaires (carbone, hydrogène, oxygène, azote, soufre) des fractions lourdes du pétrole. *Revue de l'Institut Français du Pétrole*, 34(2):293–306, 1979.
- [9] James G Speight and Speros E Moschopedis. Some observations on the molecular nature of petroleum asphaltenes. *Am. Chem. Soc., Div. Pet. Chem., Prepr. (United States)*, 24(CONF-790917-(Vol. 24)(No. 4)), 1979.
- [10] I Merdrignac and D Espinat. Physicochemical characterization of petroleum fractions: the state of the art. *Oil & Gas Science and Technology-Revue de l'IFP*, 62(1):7–32, 2007.
- [11] JG Speight. Petroleum asphaltenes-part 1: Asphaltenes, resins and the structure of petroleum. *Oil & gas science and technology*, 59(5):467–477, 2004.
- [12] Oliver C Mullins, Bruno Martínez-Haya, and Alan G Marshall. Contrasting perspective on asphaltene molecular weight. this comment vs the overview of aa herod, kd bartle, and r. kandiyoti. *Energy & Fuels*, 22(3):1765–1773, 2008.
- [13] Isabelle Merdrignac, Anne-Agathe Quoineaud, and Thierry Gauthier. Evolution of asphaltene structure during hydroconversion conditions. *Energy & fuels*, 20(5):2028–2036, 2006.
- [14] Henning Groenzin and Oliver C Mullins. Molecular size and structure of asphaltenes from various sources. *Energy & Fuels*, 14(3):677–684, 2000.
- [15] S Zhao, LS Kotlyar, JR Woods, BD Sparks, K Hardacre, and KH Chung. Molecular transformation of athabasca bitumen end-cuts during coking and hydrocracking. *Fuel*, 80(8):1155–1163, 2001.
- [16] E Rogel and L Carbognani. Density estimation of asphaltenes using molecular dynamics simulations. *Energy & fuels*, 17(2):378–386, 2003.
- [17] Keith L Gawrys, P Matthew Spiecker, and Peter K Kilpatrick. The role of asphaltene solubility and chemical composition on asphaltene aggregation. *Petroleum science and technology*, 21(3-4):461–489, 2003.

-
- [18] Jeff M Sheremata, Murray R Gray, Heather D Dettman, and William C McCaffrey. Quantitative molecular representation and sequential optimization of athabasca asphaltenes. *Energy & Fuels*, 18(5):1377–1384, 2004.
- [19] P DuBois Murphy, BC Gerstein, Victoria L Weinberg, and TF Yen. Determination of chemical functionality in asphaltenes by high-resolution solid-state carbon-13 nuclear magnetic resonance spectrometry. *Analytical Chemistry*, 54(3):522–525, 1982.
- [20] Teh Fu Yen, Wen Hui Wu, and George V Chilingar. A study of the structure of petroleum asphaltenes and related substances by infrared spectroscopy. *Energy Sources*, 7(3):203–235, 1984.
- [21] Emmanuelle Durand, Martin Clemancey, Jean-Marc Lancelin, Jan Verstraete, Didier Espinat, and Anne-Agathe Quoineaud. Effect of chemical composition on asphaltenes aggregation. *Energy Fuels*, 24(2):1051–1062, 2010.
- [22] Teh Fu Yen, J Gordon Erdman, and Sidney S Pollack. Investigation of the structure of petroleum asphaltenes by x-ray diffraction. *Analytical Chemistry*, 33(11):1587–1594, 1961.
- [23] John W Shirokoff, Mohammad N Siddiqui, and Mohammad F Ali. Characterization of the structure of saudi crude asphaltenes by x-ray diffraction. *Energy & Fuels*, 11(3):561–565, 1997.
- [24] KH Altgelt and MM Boduszynski. composition and analysis of heavy petroleum fractions. 1994.
- [25] Henning Groenzin and Oliver C Mullins. Asphaltene molecular size and structure. *The Journal of Physical Chemistry A*, 103(50):11237–11245, 1999.
- [26] Rodrigo da Silva Souza, David E Nicodem, Simon J Garden, and Rodrigo J Corrêa. Study of the asphaltene aggregation structure by time-resolved fluorescence spectroscopy. *Energy & Fuels*, 24(2):1135–1138, 2009.
- [27] Yuan Hongfu, Chu Xiaoli, Li Haoran, and Xu Yupeng. Determination of multi-properties of residual oils using mid-infrared attenuated total reflection spectroscopy. *Fuel*, 85(12):1720–1728, 2006.

-
- [28] AA El-Bassoussi, MHM Ahmed, SM El Sayed, JS Basta, and E-SK Attia. Characterization of some local petroleum residues by spectroscopic techniques. *Petroleum Science and Technology*, 28(5):430–444, 2010.
- [29] R Rodrigues Coelho, I Hovell, E Lopez Moreno, A Lopes de Souza, and K Rajagopal. Characterization of functional groups of asphaltenes in vacuum residues using molecular modelling and ftir techniques. *Petroleum science and technology*, 25(1-2):41–54, 2007.
- [30] Jérémy Laxalde, Noémie Caillol, François Wahl, Cyril Ruckebusch, and Ludovic Duponchel. Combining near and mid infrared spectroscopy for heavy oil characterisation. *Fuel*, 133:310–316, 2014.
- [31] Sócrates Acevedo, Optalí Escobar, Lorenzo Echevarria, Luis B Gutiérrez, and Bernardo Méndez. Structural analysis of soluble and insoluble fractions of asphaltenes isolated using the pnp method. relation between asphaltene structure and solubility. *Energy & fuels*, 18(2):305–311, 2004.
- [32] Luis B Gutiérrez, María A Ranaudo, Bernardo Méndez, and Sócrates Acevedo. Fractionation of asphaltene by complex formation with p-nitrophenol. a method for structural studies and stability of asphaltene colloids. *Energy & Fuels*, 15(3):624–628, 2001.
- [33] Toshimasa Takanohashi, Shinya Sato, and Ryuzo Tanaka. Structural relaxation behaviors of three different asphaltenes using md calculations. *Petroleum science and technology*, 22(7-8):901–914, 2004.
- [34] ME Elyashberg, AJ Williams, and GE Martin. Computer-assisted structure verification and elucidation tools in nmr-based structure elucidation. *Progress in Nuclear Magnetic Resonance Spectroscopy*, 53(1):1–104, 2008.
- [35] R Todeschini, P Gramatica, R Provenzani, and E Marengo. Weighted holistic invariant molecular descriptors. part 2. theory development and applications on modeling physicochemical properties of polyaromatic hydrocarbons. *Chemometrics and Intelligent Laboratory Systems*, 27(2):221–229, 1995.

- [36] Jean-Loup Faulon. Stochastic generator of chemical structure. 2. using simulated annealing to search the space of constitutional isomers. *Journal of Chemical Information and Computer Sciences*, 36(4):731–740, 1996.
- [37] Hassan K Al Halwachi, Dmitry S Yakovlev, and Edo S Boek. Systematic optimization of asphaltene molecular structure and molecular weight using the quantitative molecular representation approach. *Energy & Fuels*, 26(10):6177–6185, 2012.
- [38] Luís Pereira de Oliveira, Jan J Verstraete, and Max Kolb. A monte carlo modeling methodology for the simulation of hydrotreating processes. *Chemical engineering journal*, 207:94–102, 2012.
- [39] Juan Murgich, Jesús Rodríguez, and Yosslen Aray. Molecular recognition and molecular mechanics of micelles of some model asphaltenes and resins. *Energy & Fuels*, 10(1):68–76, 1996.
- [40] Fernando Alvarez-Ramírez and Yosadara Ruiz-Morales. Island versus archipelago architecture for asphaltenes: polycyclic aromatic hydrocarbon dimer theoretical studies. *Energy & Fuels*, 27(4):1791–1808, 2013.
- [41] Zhenyu Huang, Hyun Su Lee, Michael Senra, and H Scott Fogler. A fundamental model of wax deposition in subsea oil pipelines. *AIChE Journal*, 57(11):2955–2964, 2011.
- [42] D Broseta, M Robin, T Savvidis, C Féjean, M Durandean, H Zhou, et al. Detection of asphaltene deposition by capillary flow measurements. In *SPE/DOE Improved Oil Recovery Symposium*. Society of Petroleum Engineers, 2000.
- [43] Sunil Kokal, Jamal Al-Juraïd, et al. Quantification of various factors affecting emulsion stability: watercut, temperature, shear, asphaltene content, demulsifier dosage and mixing different crudes. In *SPE Annual Technical Conference and Exhibition*. Society of Petroleum Engineers, 1999.
- [44] Erwin Schrödinger. La situation actuelle en mécanique quantique. *Physique quantique et représentation du monde*, page 138, 1992.
- [45] Gordon E Moore. Electronics magazine. *April 19th*, 1965.

- [46] John P Perdew, Kieron Burke, and Matthias Ernzerhof. Generalized gradient approximation made simple. *Physical review letters*, 77(18):3865, 1996.
- [47] Carlo Adamo and Vincenzo Barone. Toward reliable density functional methods without adjustable parameters: The pbe0 model. *The Journal of chemical physics*, 110(13):6158–6170, 1999.
- [48] Carlo Adamo and Vincenzo Barone. Toward reliable adiabatic connection models free from adjustable parameters. *Chemical Physics Letters*, 274(1):242–250, 1997.
- [49] Axel D Becke. Density-functional thermochemistry. iii. the role of exact exchange. *The Journal of chemical physics*, 98(7):5648–5652, 1993.
- [50] Axel D Becke. Density-functional exchange-energy approximation with correct asymptotic behavior. *Physical review A*, 38(6):3098, 1988.
- [51] Lee Chengteh, Yang Weitao, and RG Parr. Development of the colle-salvetti correlation-energy formula into a functional of the electron density. *Physical Review B (Condensed Matter)*, 37(2):785–789, 1988.
- [52] A Daniel Boese and Jan ML Martin. Development of density functionals for thermochemical kinetics. *The Journal of chemical physics*, 121(8):3405–3416, 2004.
- [53] Chr Møller and Milton S Plesset. Note on an approximation treatment for many-electron systems. *Physical Review*, 46(7):618, 1934.
- [54] Axel D Becke. Density-functional thermochemistry. v. systematic optimization of exchange-correlation functionals. *The Journal of chemical physics*, 107(20):8554–8560, 1997.
- [55] Fred A Hamprecht, Aron J Cohen, David J Tozer, and Nicholas C Handy. Development and assessment of new exchange-correlation functionals. *The Journal of chemical physics*, 109(15):6264–6271, 1998.
- [56] Philip J Wilson, Thomas J Bradley, and David J Tozer. Hybrid exchange-correlation functional determined from thermochemical data and ab initio potentials. *The Journal of Chemical Physics*, 115(20):9233–9242, 2001.

- [57] Thomas W Keal and David J Tozer. Semiempirical hybrid functional with improved performance in an extensive chemical assessment. *The Journal of chemical physics*, 123(12):121103, 2005.
- [58] Hisayoshi Iikura, Takao Tsuneda, Takeshi Yanai, and Kimihiko Hirao. A long-range correction scheme for generalized-gradient-approximation exchange functionals. *The Journal of Chemical Physics*, 115(8):3540–3544, 2001.
- [59] Jeng-Da Chai and Martin Head-Gordon. Long-range corrected hybrid density functionals with damped atom–atom dispersion corrections. *Physical Chemistry Chemical Physics*, 10(44):6615–6620, 2008.
- [60] PJ Krusic, E Wasserman, BA Parkinson, B Malone, ER Holler Jr, PN Keizer, JR Morton, and KF Preston. Electron spin resonance study of the radical reactivity of c60. *Journal of the American Chemical Society*, 113(16):6274–6275, 1991.
- [61] Pierre Barchewitz. *Spectroscopie atomique et moléculaire: Spectroscopie moléculaire*, volume 2. Masson, 1971.
- [62] E Bright Wilson Jr, John G Decius, Paul G Cross, and RT Lagemann. Molecular vibrations. *American Journal of Physics*, 23(8):550–550, 1955.
- [63] Claude Pouchan. *Approche de la fonction potentielle nucléaire à partir du calcul de fonction d’onde: application à l’étude des modes de vibrations moléculaires*. PhD thesis, 1978.
- [64] Khalil Zaki. *Etude des modes de vibration au-delà de l’approximation harmonique: Application à la résolution des problèmes vibrationnels de molécules de type X_2CNX ($X = F, H$)*. PhD thesis, 1996.
- [65] Carl Eckart. Some studies concerning rotating axes and polyatomic molecules. *Physical Review*, 47(7):552, 1935.
- [66] Hendrik Brugt Gerhard Casimir. Rotation of a rigid body in quantum mechanics. 1931.

- [67] Peter Pulay, Geza Fogarasi, Frank Pang, and James E Boggs. Systematic ab initio gradient calculation of molecular geometries, force constants, and dipole moment derivatives. *Journal of the American Chemical Society*, 101(10):2550–2560, 1979.
- [68] Gary Simons, Robert G Parr, and J Michael Finlan. New alternative to the dunham potential for diatomic molecules. *The Journal of Chemical Physics*, 59(6):3229–3234, 1973.
- [69] Wilfried Meyer, Peter Botschwina, and Peter Burton. Abinitio calculation of near-equilibrium potential and multipole moment surfaces and vibrational frequencies of $\text{h} + 3$ and its isotopomers. *The Journal of chemical physics*, 84(2):891–900, 1986.
- [70] Paul E Maslen, Dylan Jayatilaka, Susan M Colwell, Roger D Amos, and Nicholas C Handy. Higher analytic derivatives. ii. the fourth derivative of self-consistent-field energy. *The Journal of chemical physics*, 95(10):7409–7417, 1991.
- [71] AR Hoy, IM Mills, and G Strey. Anharmonic force constant calculations. *Molecular Physics*, 24(6):1265–1290, 1972.
- [72] Harald H Nielsen. The vibration-rotation energies of molecules. *Reviews of Modern Physics*, 23(2):90, 1951.
- [73] Peter Pulay. Ab initio calculation of force constants and equilibrium geometries in polyatomic molecules: I. theory. *Molecular Physics*, 17(2):197–204, 1969.
- [74] Guillaume Fradet. Master 1, 2016.
- [75] Pierre Barchewitz. *Spectroscopie infrarouge: Vibrations moléculaires*, volume 1. Gauthier-Villars, 1961.
- [76] Philippe Carbonnière. *Calcul ab-initio de spectres vibrationnels anharmoniques.: Développement méthodologique pour le traitement de systèmes de grande taille*. PhD thesis, Pau, 2002.
- [77] Dusan Papousek and Mamed Ragimovich Aliev. Molecular vibrational-rotational spectra. 1982.

- [78] JH Van Vleck. On σ -type doubling and electron spin in the spectra of diatomic molecules. *Physical Review*, 33(4):467, 1929.
- [79] Takeshi Oka. Vibration—rotation interaction in symmetric-top molecules and the splitting between a1 and a2 levels. *The Journal of Chemical Physics*, 47(12):5410–5426, 1967.
- [80] MJ Frisch, GW Trucks, HB Schlegel, GE Scuseria, MA Robb, JR Cheeseman, G Scalmani, V Barone, B Mennucci, GA Petersson, et al. Gaussian 09, revision a.02; gaussian, inc: Wallingford, ct, 2009. *There is no corresponding record for this reference*, 2015.
- [81] E Fermi. Über den ramaneffekt des kohlendioxyds. *Zeitschrift für Physik*, 71(3-4):250–259, 1931.
- [82] Byron T Darling and David M Dennison. The water vapor molecule. *Physical Review*, 57(2):128, 1940.
- [83] Jan ML Martin and Peter R Taylor. Accurate ab initio quartic force field for trans-hnnh and treatment of resonance polyads. *Spectrochimica Acta Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy*, 53(8):1039–1050, 1997.
- [84] Joon O Jung and R Benny Gerber. Vibrational wave functions and spectroscopy of (h2o) n, n= 2, 3, 4, 5: Vibrational self-consistent field with correlation corrections. *The Journal of chemical physics*, 105(23):10332–10348, 1996.
- [85] Lawrence S Norris, Mark A Ratner, Adrian E Roitberg, and RB Gerber. Møller–plesset perturbation theory applied to vibrational problems. *The Journal of chemical physics*, 105(24):11261–11267, 1996.
- [86] Claude Pouchan, Khalil Zaki, et al. Ab-initio configuration-interaction determination of the overtone vibrations of methyleneimine in the region 2800-3200 cm⁻¹. *Journal of Chemical Physics*, 107(2):342–345, 1997.
- [87] Stuart Carter, Susan J Culik, and Joel M Bowman. Vibrational self-consistent field method for many-mode systems: A new approach and application to the vibrations

- of co adsorbed on cu (100). *The Journal of chemical physics*, 107(24):10458–10469, 1997.
- [88] Jacek Koput, Stuart Carter, Nicholas C Handy, et al. Ab initio prediction of the vibrational-rotational energy levels of hydrogen peroxide and its isotopomers. *Journal of Chemical Physics*, 115(18):8345–8350, 2001.
- [89] Patrick Cassam-Chenaï and Jacques Liévin. Alternative perturbation method for the molecular vibration–rotation problem. *International journal of quantum chemistry*, 93(3):245–264, 2003.
- [90] Neil Gohaud, Didier Begue, Clovis Darrigan, and Claude Pouchan. New parallel software (p_anhar) for anharmonic vibrational calculations: Application to (ch3li) 2. *Journal of computational chemistry*, 26(7):743–754, 2005.
- [91] F Culot, F Laruelle, and J Liévin. A vibrational casscf study of stretch-bend interactions and their influence on infrared intensities in the water molecule. *Theoretica chimica acta*, 92(4):211–226, 1995.
- [92] O Coulaud, Marc Odulami, Vincent LeBris, Didier Bégué, and Isabelle Baraille. Notes pyravci : Python impélmentation of the a-vci algorithm. Technical report, INRIA and IPREM, 2016.
- [93] Robert E Wyatt, Christophe Iung, and Claude Leforestier. Toward ab initio intramolecular dynamics. *Accounts of chemical research*, 28(10):423–429, 1995.
- [94] Didier Bégué, Neil Gohaud, Claude Pouchan, Patrick Cassam-Chenaï, and Jacques Liévin. A comparison of two methods for selecting vibrational configuration interaction spaces on a heptatomic system: Ethylene oxide. *The Journal of chemical physics*, 127(16):164115, 2007.
- [95] Romain Garnier, Marc Odunlami, Vincent Le Bris, Didier Bégué, Isabelle Baraille, and Olivier Coulaud. Adaptive vibrational configuration interaction (a-vci): a posteriori error estimation to efficiently compute anharmonic ir spectra. *The Journal of chemical physics*, 144(20):204123, 2016.

- [96] Joel M Bowman. Self-consistent field energies and wavefunctions for coupled oscillators. *The Journal of Chemical Physics*, 68(2):608–610, 1978.
- [97] Joel M Bowman. The self-consistent-field approach to polyatomic vibrations. *Accounts of Chemical Research*, 19(7):202–208, 1986.
- [98] RB Gerber and Mark A Ratner. Self-consistent-field methods for vibrational excitations in polyatomic systems. *Advances in Chemical Physics, edited by I. Prigogine and SA Rice (Wiley, 1988)*, 70:97–132, 1988.
- [99] RB Gerber and Mark A Ratner. A semiclassical self-consistent field (sc scf) approximation for eigenvalues of coupled-vibration systems. *Chemical Physics Letters*, 68(1):195–198, 1979.
- [100] Stuart Carter, Nicholas C Handy, and Joel M Bowman. High torsional vibrational energies of h₂o₂ and ch₃oh studied by multimode with a large amplitude motion coupled to two effective contraction schemes. *Molecular Physics*, 107(8-12):727–737, 2009.
- [101] Manuel Sparta, Mikkel B Hansen, Eduard Matito, Daniele Toffoli, and Ove Christiansen. Using electronic energy derivative information in automated potential energy surface construction for vibrational calculations. *Journal of chemical theory and computation*, 6(10):3162–3175, 2010.
- [102] Kiyoshi Yagi, So Hirata, and Kimihiko Hirao. Vibrational quasi-degenerate perturbation theory: applications to fermi resonance in co₂, h₂co, and c₆h₆. *Physical Chemistry Chemical Physics*, 10(13):1781–1788, 2008.
- [103] B Huron, JP Malrieu, and P Rancurel. Iterative perturbation calculations of ground and excited state energies from multiconfigurational zeroth-order wavefunctions. *The Journal of Chemical Physics*, 58(12):5745–5759, 1973.
- [104] KH Michaelian, Q Wen, BE Billingham, JM Shaw, and V Lastovka. Far-and mid-infrared photoacoustic spectra of tetracene, pentacene, perylene and pyrene. *Vibrational Spectroscopy*, 58:50–56, 2012.

- [105] Elisabetta Venuti, Raffaele Guido Della Valle, Luca Farina, Aldo Brillante, Matteo Masino, and Alberto Girlando. Phonons and structures of tetracene polymorphs at low temperature and high pressure. *Physical Review B*, 70(10):104106, 2004.
- [106] RB Campbell, J Monteath Robertson, and J Trotter. The crystal structure of hexacene, and a revision of the crystallographic data for tetracene. *Acta crystallographica*, 15(3):289–290, 1962.
- [107] Elisabetta Venuti, Raffaele Guido Della Valle, Aldo Brillante, Matteo Masino, and Alberto Girlando. Probing pentacene polymorphs by lattice dynamics calculations. *Journal of the American Chemical Society*, 124(10):2128–2129, 2002.
- [108] Aldo Brillante, Ivano Bilotti, Raffaele Guido Della Valle, Elisabetta Venuti, Matteo Masino, and Alberto Girlando. Characterization of phase purity in organic semiconductors by lattice-phonon confocal raman mapping: Application to pentacene. *Advanced Materials*, 17(21):2549–2553, 2005.
- [109] RB Campbell, J Monteath Robertson, and J Trotter. The crystal and molecular structure of pentacene. *Acta Crystallographica*, 14(7):705–711, 1961.
- [110] Daniel Holmes, Sriram Kumaraswamy, Adam J Matzger, and K Peter C Vollhardt. On the nature of nonplanarity in the [n] phenylenes. *Chemistry—A European Journal*, 5(11):3399–3412, 1999.
- [111] Theo Siegrist, Christian Kloc, Jan H Schön, Bertram Batlogg, Robert C Haddon, Steffen Berg, and Gordon A Thomas. Enhanced physical properties in a pentacene polymorph. *Angewandte Chemie International Edition*, 40(9):1732–1736, 2001.
- [112] Christine C Mattheus, Anne B Dros, Jacob Baas, Auke Meetsma, Jan L de Boer, and Thomas TM Palstra. Polymorphism in pentacene. *Acta Crystallographica Section C: Crystal Structure Communications*, 57(8):939–941, 2001.
- [113] Christine C Mattheus, Anne B Dros, Jacob Baas, Gert T Oostergetel, Auke Meetsma, Jan L de Boer, and Thomas TM Palstra. Identification of polymorphs of pentacene. *Synthetic metals*, 138(3):475–481, 2003.

- [114] Christine C Mattheus, Gilles A de Wijs, Robert A de Groot, and Thomas TM Palstra. Modeling the polymorphism of pentacene. *Journal of the American Chemical Society*, 125(20):6323–6330, 2003.
- [115] Chengteh Lee, Weitao Yang, and Robert G Parr. Development of the colle-salvetti correlation-energy formula into a functional of the electron density. *Physical review B*, 37(2):785, 1988.
- [116] Charles W Bauschlicher. A comparison of the accuracy of different functionals. *Chemical Physics Letters*, 246(1):40–44, 1995.
- [117] Julian Tirado-Rives and William L Jorgensen. Performance of b3lyp density functional methods for a large set of organic molecules. *Journal of Chemical Theory and Computation*, 4(2):297–306, 2008.
- [118] PJ Stephens, FJ Devlin, CFn Chabalowski, and Michael J Frisch. Ab initio calculation of vibrational absorption and circular dichroism spectra using density functional force fields. *The Journal of Physical Chemistry*, 98(45):11623–11627, 1994.
- [119] Charles W Bauschlicher and Stephen R Langhoff. The calculation of accurate harmonic frequencies of large molecules: the polycyclic aromatic hydrocarbons, a case study. *Spectrochimica Acta Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy*, 53(8):1225–1240, 1997.
- [120] Neil Gohaud, Didier Begue, and Claude Pouchan. Vibrational spectra of methyllithium and its aggregates: a new interpretation from ab initio anharmonic calculations. *Chemical physics*, 310(1):85–96, 2005.
- [121] Sándor Kristyán and Péter Pulay. Can (semi) local density functional theory account for the london dispersion forces? *Chemical physics letters*, 229(3):175–180, 1994.
- [122] Pavel Hobza, Tomáš Reschel, et al. Density functional theory and molecular clusters. *Journal of computational chemistry*, 16(11):1315–1325, 1995.
- [123] Didier Begue, Stéphane Elissalde, Eve Pere, Pierre Iratcabal, and Claude Pouchan. New theoretical and experimental infrared results on formaldehyde in solution. *The Journal of Physical Chemistry A*, 110(25):7793–7800, 2006.

- [124] Didier Begue, Greg GuangHua Qiao, and Curt Wentrup. Nitrile imines: matrix isolation, ir spectra, structures, and rearrangement to carbodiimides. *Journal of the American Chemical Society*, 134(11):5339–5350, 2012.
- [125] J_A Pople, R Krishnan, HB Schlegel, and J S_ Binkley. Derivative studies in hartree-fock and møller-plesset theories. *International Journal of Quantum Chemistry*, 16(S13):225–241, 1979.
- [126] Grzegorz Chalasiński and Malgorzata. M Szczesniak. State of the art and challenges of the ab initio theory of intermolecular interactions. *Chemical reviews*, 100(11):4227–4252, 2000.
- [127] Erin R Johnson and Gino A DiLabio. Structure and binding energies in van der waals dimers: Comparison between density functional theory and correlated ab initio methods. *Chemical physics letters*, 419(4):333–339, 2006.
- [128] Andrzej Eilmes. A theoretical study of small tetracene clusters: Stability and charge stabilization energies. *Computational and Theoretical Chemistry*, 982:25–29, 2012.
- [129] Jeng-Da Chai and Martin Head-Gordon. Systematic optimization of long-range corrected hybrid density functionals. *The Journal of chemical physics*, 128(8):084106, 2008.
- [130] Ulrike Salzner and Aykut Aydin. Improved prediction of properties of π -conjugated oligomers with range-separated hybrid density functionals. *Journal of chemical theory and computation*, 7(8):2568–2583, 2011.
- [131] RBJS Krishnan, J Stephen Binkley, Rolf Seeger, and John A Pople. Self-consistent molecular orbital methods. xx. a basis set for correlated wave functions. *The Journal of Chemical Physics*, 72(1):650–654, 1980.
- [132] Michael J Frisch, John A Pople, and J Stephen Binkley. Self-consistent molecular orbital methods 25. supplementary functions for gaussian basis sets. *The Journal of chemical physics*, 80(7):3265–3269, 1984.

- [133] Morihisa Saeki, Hiroshi Akagi, and Masaaki Fujii. Theoretical study on the structure and the frequency of isomers of the naphthalene dimer. *Journal of chemical theory and computation*, 2(4):1176–1183, 2006.
- [134] Georg Kresse and Jürgen Furthmüller. Efficient iterative schemes for ab initio total-energy calculations using a plane-wave basis set. *Physical review B*, 54(16):11169, 1996.
- [135] Stefan Grimme. Semiempirical gga-type density functional constructed with a long-range dispersion correction. *Journal of computational chemistry*, 27(15):1787–1799, 2006.
- [136] Stefan Grimme, Stephan Ehrlich, and Lars Goerigk. Effect of the damping function in dispersion corrected density functional theory. *Journal of computational chemistry*, 32(7):1456–1465, 2011.
- [137] Alexandre Tkatchenko and Matthias Scheffler. Accurate molecular van der waals interactions from ground-state electron density and free-atom reference data. *Physical review letters*, 102(7):073005, 2009.
- [138] Alexandre Tkatchenko, Robert A DiStasio Jr, Roberto Car, and Matthias Scheffler. Accurate and efficient method for many-body van der waals interactions. *Physical review letters*, 108(23):236402, 2012.
- [139] Max Dion, Henrik Rydberg, Elsebeth Schröder, David C Langreth, and Bengt I Lundqvist. Van der waals density functional for general geometries. *Physical review letters*, 92(24):246401, 2004.
- [140] Roberto Dovesi, Roberto Orlando, Alessandro Erba, Claudio M Zicovich-Wilson, Bartolomeo Civalleri, Silvia Casassa, Lorenzo Maschio, Matteo Ferrabone, Marco De La Pierre, Philippe D’Arco, et al. Crystal14: A program for the ab initio investigation of crystalline solids. *International Journal of Quantum Chemistry*, 114(19):1287–1317, 2014.
- [141] MJEa Frisch, GW Trucks, Hs B Schlegel, GE Scuseria, MA Robb, JR Cheeseman, G Scalmani, V Barone, B Mennucci, GAea Petersson, et al. Gaussian 09, revision a. 02, gaussian. Inc., Wallingford, CT, 200, 2009.

- [142] Charles W Bauschlicher and Harry Partridge. The sensitivity of b3lyp atomization energies to the basis set and a comparison of basis set requirements for ccSD (t) and b3lyp. *Chemical physics letters*, 240(5):533–540, 1995.
- [143] Joel M Bowman, Tucker Carrington, and Hans-Dieter Meyer. Variational quantum approaches for computing vibrational energies of polyatomic molecules. *Molecular Physics*, 106(16-18):2145–2182, 2008.
- [144] D Bégue, I Baraille, PA Garrain, A Dargelos, and T Tassaing. Calculation of ir frequencies and intensities in electrical and mechanical anharmonicity approximations: Application to small water clusters. *The Journal of chemical physics*, 133(3):034102, 2010.
- [145] I Baraille, C Larrieu, A Dargelos, and M Chaillet. Calculation of non-fundamental ir frequencies and intensities at the anharmonic level. i. the overtone, combination and difference bands of diazomethane, h_2cn_2 . *Chemical Physics*, 273(2):91–101, 2001.
- [146] G Mallocci, G Mulas, G Cappellini, and C Joblin. Time-dependent density functional study of the electronic spectra of oligoacenes in the charge states -1, 0, +1, and +2. *Chemical Physics*, 340(1):43–58, 2007.
- [147] A Brillante, RG Della Valle, L Farina, A Girlando, M Masino, and E Venuti. Raman phonon spectra of pentacene polymorphs. *Chemical physics letters*, 357(1):32–36, 2002.
- [148] C Pratt Brock and JACK D Dunitz. Temperature dependence of thermal motion in crystalline naphthalene. *Acta Crystallographica Section B: Structural Crystallography and Crystal Chemistry*, 38(8):2218–2228, 1982.
- [149] Julio C Facelli and David M Grant. Determination of molecular symmetry in crystalline naphthalene using solid-state nmr. 1993.
- [150] C Pratt Brock and JD Dunitz. Temperature dependence of thermal motion in crystalline anthracene. *Acta Crystallographica Section B: Structural Science*, 46(6):795–806, 1990.

- [151] M Hineno and H Yoshinaga. Far-ir spectra of naphthalene, anthracene, biphenyl, diphenyl ether, diphenylamine, diphenyl sulfoxide, and benzophenone at liquid helium temperature. *Spectrochimica Acta Part A: Molecular Spectroscopy*, 31(5):617–620, 1975.
- [152] Seiji Tsuzuki, Kazumasa Honda, Tadafumi Uchimaru, and Masuhiro Mikami. High-level ab initio computations of structures and interaction energies of naphthalene dimers: Origin of attraction and its directionality. *The Journal of chemical physics*, 120(2):647–659, 2004.
- [153] TR Walsh. An ab initio study of the low energy structures of the naphthalene dimer. *Chemical physics letters*, 363(1):45–51, 2002.
- [154] Miroslav Rubeš, Ota Bludský, and Petr Nachtigall. Investigation of the benzene–naphthalene and naphthalene–naphthalene potential energy surfaces: Dft/ccsd (t) correction scheme. *ChemPhysChem*, 9(12):1702–1708, 2008.
- [155] SF Boys and F Bernardi. The calculation of small molecular interactions by the differences of separate total energies. some procedures with reduced errors. *Molecular Physics*, 100(1):65–73, 2002.
- [156] Edward G Hohenstein and C David Sherrill. Density fitting and cholesky decomposition approximations in symmetry-adapted perturbation theory: Implementation and application to probe the nature of π - π interactions in linear acenes. *The Journal of Chemical Physics*, 132(18):184111, 2010.
- [157] Stefan Grimme. Do special noncovalent π - π stacking interactions really exist? *Angewandte Chemie International Edition*, 47(18):3430–3434, 2008.
- [158] Brant Billingham, Tim May, Les Dallin, Ward Wurtz, Mark de Jong, and Kirk H Michaelian. Photoacoustic spectroscopy using coherent synchrotron radiation: application to α -lactose monohydrate. *Optics letters*, 35(18):3090–3092, 2010.