

INFLUENCE DE LA FORME DU SUBSTRAT SUR LES PHENOMENES DE TRANSPORT ET DE DIFFUSION

Mémoire rédigé et présenté en vue de l'obtention
du Diplôme de Professeur de l'Enseignement Secondaire Deuxième grade(D.I.P.E.S.II)

par

FAKOUO NJOYA Ibrahim

Matricule : **11W0261**

Licencié en Physique

Sous la direction du

Pr DJUIDJE KENMOE Germaine épouse ALOYEM KAZE

Maître de conférences, Université de UYI

Laboratoire de Mécanique, Matériaux et Structures -UYI

Année académique : **2018-2019**

Table des matières

Dédicaces	ii
Remerciements	iii
Résumé	v
Abstract	vi
Introduction	1
1 Généralités sur les phénomènes de diffusion et de transport	3
1.1 Introduction	3
1.2 Généralité sur la diffusion.	3
1.2.1 La diffusion qu'est-ce que c'est ?	3
1.2.2 Diffusion : mouvement brownien.	4
1.3 Phénomènes de transport en biologie	5
1.3.1 Le rôle des processus de transport dans les systèmes biologiques	5
1.3.2 La circulation sanguine : un processus de transport convectif	5
1.3.3 L'échange avec les cellules : un processus de transport diffusionnel	6
1.3.4 La respiration intracellulaire : un processus de transport diffusionnel	6
1.3.5 La convection	11
1.3.6 Comparaison diffusion-convection	12
1.4 Origine de la diffusion	14
1.5 Diffusion normale et diffusion anormale	15

1.5.1	Diffusion normale	15
1.5.2	Diffusion anormale	17
1.6	Potentiel déformable	18
1.7	Applications	19
1.7.1	En biologie	19
1.7.2	En physique et en chimie	20
1.8	Conclusion	21
2	Modèle et équation dynamique du système.	22
2.1	Introduction	22
2.2	Description du modèle.	22
2.2.1	Intérêt du potentiel	23
2.2.2	Présentation du potentiel : potentiel de Remoissenet-Peyrard	24
2.3	Equation du mouvement : dynamique de Langevin	25
2.4	Equation du mouvement sans dimension	28
2.5	Approche de diffusion.	29
2.6	Les observables à étudier et les méthodes utilisées pour résoudre la dynamique du système	30
2.7	Conclusion	31
3	Résultats et discussions	32
3.1	Introduction	32
3.2	Vitesse moyenne et moyenne du carré de déplacement de la particule	33
3.2.1	Vitesse moyenne de la particule	33
3.2.2	Moyenne du carré du déplacement de la particule	34
3.2.3	Résumé	36
3.3	Dépendance temporelle du coefficient de diffusion	36
3.4	Impact de la température sur le coefficient de diffusion.	38
3.5	Conclusion	40

4 Implications pédagogiques sur le système enseignement-apprentissage

41

4.1	Introduction	41
4.2	Intérêt didactique	42
4.2.1	Implication en seconde : transfert par convection	42
4.2.2	Implication en terminale : notions de cinétique chimique	43
4.3	Au niveau des enseignements	44
4.4	Facteurs influençant les acquis des élèves.	44
4.5	La qualité de l'enseignement est essentielle pour améliorer les acquis des élèves. .	45
4.6	Conclusion	45
	Conclusion	46
	Bibliographies	47

Table des figures

1.1	<i>Vue schématique d'une cellule eucaryote de mammifère (extrait de Transport Phenomena in Biological Systems, Truskey et al., 2004)</i>	7
1.2	Temps de diffusion et de convection	14
2.1	<i>Croquis schématique du modèle géométrique</i>	23
2.2	<i>Illustration du potentiel de RP pour (a)r = 0.0, (b)r = 0.5, (c)r = 0.8, (d)r = -0.3, (e)r = -0.5, et (f)r = -0.8. Les puits du potentiel ont des fonds plats séparés par de minces barrières pour r > 0 et les puits tranchants séparés par de larges barrières pour r < 0. (g), (h) et (i) sont le potentiel effectif modifié U(x,r) en fonction de x pour r = -0.2, -0.5 et -0.8 respectivement. De haut en bas, chaque courbe correspond à un changement de la force constante F₀ = 0.08, 0.2, 0.5 et 0.8 respectivement.</i>	25
3.1	<i>Vitesse moyenne en fonction du temps pour le champ externe F_d = 0,15 et les paramètres de frottement η = 0.141 et le bruit thermique T_B = 0.194.</i>	33
3.2	<i>Dépendance du déplacement moyen au carré d'une particule en fonction du temps à température constante T_B = 0.194 et pour le coefficient de frottement η = 0.141. (a) Est tracé pour r = -0.8 pour différentes valeurs du champ externe. (b) est tracé pour F_d = 0.0 ; (c) pour F_d = 0.06 et (d) pour F_d = 0.15.</i>	35

- 3.3 *Dépendance du coefficient de diffusion en fonction du temps pour une température constante $T_B = 0.25$ et le champ sinusoidal externe d'amplitude constante $F_d = 0,15$. (a) La valeur du paramètre de forme est $r = -0.8$, les fréquences sont indiquées sur le graphique. (b) Le champ externe est constant ($\sin(wt) = 1$) et chaque courbe correspond au changement du paramètre de forme. Nous faisons également varier la fréquence (c) $w = 5.10^{-1}$, (d) $w = 5.10^{-2}$, et (e) $w = 5.10^{-4}$, respectivement. 38*
- 3.4 *Illustration du coefficient de diffusion en fonction du temps pour une fréquence du champ externe $w = 5.10^{-3}$ et du champ sinusoidal externe d'amplitude constante $F_d = 0,15$. (a) La valeur du paramètre de forme est $r = -0.8$. Pour différents paramètres de forme indiqués sur les graphiques, les valeurs de la température sont (b) $T_B = 0.09$, (c) $T_B = 0.3$ et (d) $T_B = 0.8$ 39*

Liste des tableaux

1.1	Différentes valeurs du coefficient de diffusion moléculaire D_m dans les gaz, les liquides et les matériaux poreux.	9
-----	---	---

Dédicaces

Je dédie ce mémoire à :

– La famille MBOUOMBOUO Joseph.

Remerciements

Mes remerciements vont :

- Au Professeur DJUIDJE KENMOE Germaine épouse ALOYEM KAZE pour m’avoir accueillie aussi chaleureusement sous son aile, pour tout le dévouement dont elle ne cesse de faire preuve, afin que mon avancée dans la recherche se fasse toujours plus grandissantes ; plus qu’un encadreur elle a été une mère pour moi.
- Aux Pr Luc C. OWONO OWONO, Pr Atangana Jacques, Dr Ayina Bouni, Dr Tchokote, Madame Ghomsi, Pr Mukam Fotsing, Pr Fon Abi, Madame Ngoni Ossango, Dr Ngongo Iidore Seraphin, Dr Bilong II Jean, Dr Gnokam pour leurs enseignements hautement qualifiés dont ils m’ont nourri.
- Aux honorables membres du jury pour leur accord favorable d’apprécier ce travail.
- Aux Enseignants de l’école normale supérieure de l’UYI et plus particulièrement ceux du Département de Physique, pour leurs enseignements variés et consécutifs.
- A mes aînés académiques FOPOSSI MBEMMO André, TAKOUTSING Cédric, DJOKO Jean Paul, DIEUDONNE, KAMGA Samuel pour leurs conseils et leurs aides des plus importantes .
- A mes camarades de promotion, pour notre entraide et soutien réciproque.
- A mon oncle POUKAROU Ali pour m’avoir pris comme son fils et petit frère à Yaoundé et me donner un pousse pour que j’avance.

-
- A mes amis TIOMELA TANEFO Sédrique, MBATCHOU Silvestre, KWABON Herman, KOUAM TAGNE Fidel, Signe Eric, Mboyo kouayep René, Momo tsakeu, Njitack, Sokoudjou, Cedric pouatcho, Tsafack Fogand, NOU-TACK DJONJI Chantal, Njoya Aramiyaou, Mbouombouo Joseph, MOHAMETTE et Mouchili Nsangou Ibrahim pour leurs encouragements, motivations.
 - A toutes les personnes que j’ai omises de mentionner.

Résumé

Nous étudions la diffusion d'une particule soumise à un potentiel périodique non sinusoïdal et entraînée par une force constante externe. Pour étudier la dynamique des particules browniennes, nous modifions la forme du potentiel ainsi que la température. Cela nous permet d'observer la dépendance du carré moyen du déplacement sur le paramètre de forme ainsi que sur le coefficient de diffusion. Pour un ensemble particulier de paramètres du système, le transport sans dispersion, la diffusion normale et l'hyper diffusion sont générés dans le système. Nous montrons qu'il existe une forme potentielle dans laquelle certains paramètres du système affectent faiblement le type de diffusion. Le coefficient de diffusion atteint son maximum autour d'une valeur critique du champ externe. Ce pic prononcé du coefficient de diffusion dépend de la forme du potentiel.

Mots clés : *Mouvement Brownien ; diffusion ; potentiel déformable ; transport.*

Abstract

We investigate the diffusion of a particle subjected to a non-sinusoidal periodic potential and driven by an external constant force. To study the dynamic of the Brownian particles, we modify the shape of the potential as well as the temperature. This allows us to observe the dependence of the mean square displacement on the shape parameter as well as the diffusion coefficient. For a particular set of the system parameters, the dispersionless transport, normal diffusion and hyperdiffusion are generated in the system. We show that there exists a potential shape for which some parameters of the system weakly affect the type of diffusion. The diffusion coefficient reaches its maximum around a critical value of the external field. This pronounced peak of the diffusion coefficient depends on the shape of the potential.

Keyword : *Brownian motion ; diffusion ; deformable potential ; transport.*

Introduction Générale

La trajectoire erratique en zig-zag d'une particule de la taille d'un micron dans une solution, connue sous le nom de mouvement brownien, ressemble en premier lieu à une manifestation de phase. Ce mouvement est causé par l'interaction des petites particules fines dans le système. L'étude du mouvement brownien de particules dans un potentiel incliné est un modèle dans la matière condensée [1]. Il est utilisé dans les applications de la physique des plasmas, pour la modélisation des jonctions de Josephson, pour la conduction super ionique, la relaxation diélectrique, les ondes de densité de charge et les systèmes biologiques [2]. Langevin et Einstein ont proposé des modèles utilisés pour étudier le mouvement des particules browniennes et les processus aléatoires ; ces deux modèles sont représentés mathématiquement par une équation différentielle et sont physiquement équivalents dans l'étude des processus aléatoires [3].

Le mouvement brownien de particules sans interaction étudié par Albert Einstein il y'a un siècle est intéressant car il est utilisé pour la compréhension de la relation entre les processus de transport et la diffusion [4]. En présence de potentiels non linéaires pouvant être périodiques ou aléatoires, en plus du phénomènes de transport, on peut observer d'autres phénomènes tels que le transport sans dispersion, la super diffusion, le tri, la diffusion géante et le sous-diffusion. Les études ont montré que la diffusion est renforcée lorsque la particule se déplace sur un potentiel périodique incliné[5] ; ce comportement dépend des paramètres du système. Dans certains systèmes tels que le système de Yukawa, le temps de mesure et la dissipation sont les facteurs qui influencent la diffusion [6]. D'autres facteurs plus importants dans le processus de diffusion sont la température et le champ externe

qui induisent le mouvement d'une particule.

Nous considérons ici une particule sous-amortie, se déplaçant sur un potentiel de substrat périodique non sinusoidal. L'objectif est de rendre compte directement de la forme du potentiel de substrat non linéaire sur les processus de diffusion. Nous utilisons donc l'équation mathématique de Langevin qui décrit physiquement le mouvement d'une particule se déplaçant sur un potentiel de substrat déformable. Ce faisant nous considérons différentes formes de potentiel périodiques donné par un potentiel de Remoissenet-Peyrad(RP) de paramètre de forme r [7].

Dans ce mémoire nous présenterons notre étude sur plusieurs parties. Le chapitre premier va concerner les généralités sur les phénomènes de diffusion et de transport ; au chapitre deux nous décrivons la dynamique du système, le modèle utilisé de même que le potentiel utilisé ; le chapitre trois quant à lui présente les résultats et discussions, au chapitre quatre les implications pédagogiques sur le système enseignement-apprentissage et nous terminons notre étude par une conclusion générale, suivie des perspectives.

GÉNÉRALITÉS SUR LES PHÉNOMENES DE DIFFUSION ET DE TRANSPORT

1.1 Introduction

Une pléthore de disciplines est à l'oeuvre pour comprendre les phénomènes de diffusion et de transport, qui sont les pénétration ou migration d'espèce chimiques dans un milieu liquide ou gazeux. Il suit dans cette lancée l'application dans plusieurs branches de la vie courante. Les théories et modèles des uns servant de bases à ceux des autres. Ainsi dans la suite nous allons tout au long de cette partie, ressortir d'avantage les phénomènes de diffusion et de transport ainsi que leurs origines, expliquer les phénomènes de diffusion normale et anormale. Nous allons parler des études ayant déjà été réalisées sur les diffusions et donner certaines applications.

1.2 Généralité sur la diffusion.

1.2.1 La diffusion qu'est-ce que c'est ?

Lorsque l'on place deux liquides miscibles de couleur différente dans un tube, la surface de séparation devient rapidement floue et les liquides finissent par se mélanger. Trois causes peuvent rendre compte de ce mélange : les **secousses mécaniques**, les **inégalités de température à l'intérieur du milieu entraînant des courants de convection** et la **concentration des molécules**. La diffusion correspond au mélange dû exclusivement à l'agitation thermique. À

l'agitation moléculaire responsable des mouvements browniens des molécules (plus importants dans les liquides et les gaz comparativement aux solides) correspond l'énergie thermique; l'énergie cinétique moléculaire est en effet directement corrélée à la température par la constante de Boltzmann [8].

Adolf Fick a exprimé la loi qui régit le mouvement de diffusion dû à cette agitation thermique. Soit m la masse d'un corps dissous dont la concentration observée est c qui passe par diffusion au cours du temps t à la distance x :

$$\frac{m}{t} = -\frac{D * S * c}{x} \quad (1.1)$$

S est la traversée et D est le coefficient de diffusion qui s'exprime en m^2/s ; il s'agit d'un coefficient de proportionnalité qui ne dépend que de la nature du solvant et du soluté [8]. Il en ressort que la **Diffusion** est le phénomène par lequel diverse parties d'un fluide deviennent homogènes (en composition, température etc...) en se répartissant également dans une enceinte [8].

1.2.2 Diffusion : mouvement brownien.

C'est le botaniste Robert Brown qui donna son nom au mouvement brownien en observant vers 1827 les mouvements erratiques de particules de pollen en suspension dans un liquide. Quelques années plus tard en 1905, Albert Einstein mit en évidence les étranges relations que le processus entretenait avec l'équation de la chaleur. Vers 1909, Jean Perrin entreprit son étude expérimentale et Paul Langevin posa la première équation. Mais il faudra attendre en 1925 et les travaux de Norbert Wiener pour que le mouvement brownien ait véritablement un sens mathématique comme modèle du **bruit blanc**. A partir des années 1950, Kiyoshi Itô l'utilisa pour définir l'intégrale qui porte son nom et posa les bases de calcul stochastique [9].

1.3 Phénomènes de transport en biologie

1.3.1 Le rôle des processus de transport dans les systèmes biologiques

Les différentes fonctions physiologiques d'un organisme vivant impliquent l'échange de matières (molécules, ions) au travers des cellules, dans les organes et les tissus constitutifs de cet organisme. Des mécanismes de transport, spécifiques à chaque système biologique étudié, sont mis en oeuvre pour assurer le contrôle des niveaux de concentrations et la régulation des flux de matière. La compréhension de ces mécanismes de transport est essentielle pour décrire le fonctionnement des systèmes biologiques tant au niveau cellulaire qu'au niveau physiologique (organes : foie, rein, poumon). Ce sont ces mêmes mécanismes de transport qui permettent de comprendre le fonctionnement d'organes artificiels tels que les machines de dialyse du rein, les coeurs, les foies, les pancréas artificiels, les oxygénateurs à membrane (poumon artificiel). Si nous suivons, à titre d'exemple, le parcours de l'oxygène dans le sang, nous rencontrons les processus de transport suivants[10, 11].

1.3.2 La circulation sanguine : un processus de transport convectif

Une fois dans le sang, l'oxygène est transporté selon deux mécanismes différents. **Par dissolution dans le liquide** ; Le sang est essentiellement constitué d'eau ou plus exactement de plasma. Or l'oxygène est capable de se dissoudre dans le liquide. L'oxygène dissout représente cependant une quantité négligeable pour l'organisme et se combine à l'hémoglobine. L'hémoglobine est une protéine capable de fixer quatre molécules d'oxygène. Comprise à l'intérieur de petites particules appelées globules rouges, elle contribue pour près de 98% du transport sanguin de l'oxygène [10].

1.3.3 L'échange avec les cellules : un processus de transport diffusif

Arrivés à proximité des cellules, les capillaires sanguins ont un diamètre d'environ 10 microns. Ils forment dans l'organisme un long réseau dans lequel le sang reste confiné [10]. Ainsi la **diffusion** est liée au transport de l'oxygène à travers les parois capillaires et est semblable à celui observé au niveau des poumons. Mais cette fois, la région déficitaire en oxygène se situe au niveau des cellules et le transfert de l'oxygène se fait en direction de ces cellules. En effet Pour diffuser à travers les capillaires, l'oxygène doit se séparer de l'hémoglobine (désaturation) et des globules rouges. L'oxygène se retrouve dans la lymphe interstitielle. La désaturation de l'hémoglobine est contrôlée par les mêmes mécanismes que ceux contrôlant la fixation : une réaction chimique réversible limitée par un équilibre thermodynamique [11].

1.3.4 La respiration intracellulaire : un processus de transport diffusif

A l'intérieur des cellules l'oxygène se fixe sur une molécule semblable à l'hémoglobine : la myoglobine. La myoglobine a une très forte affinité pour l'oxygène, supérieure à celle de l'hémoglobine (courbe déplacée vers la gauche). Cette protéine va assurer le transport de la membrane cellulaire à la destination finale de l'oxygène : la mitochondrie (Les mitochondries sont de petites structures (des organites) qui fournissent l'énergie nécessaire au fonctionnement de la cellule par un ensemble complexe de réactions d'oxydo-réduction). Le schéma suivant illustre la configuration d'une cellule eucaryote de mammifère c'est à ce niveau qu'interviennent les réactions métaboliques menant à la consommation de l'oxygène et au rejet du dioxyde de carbone qui retourne aux poumons par le sang. C'est la phase dite de respiration (intra)cellulaire [10].

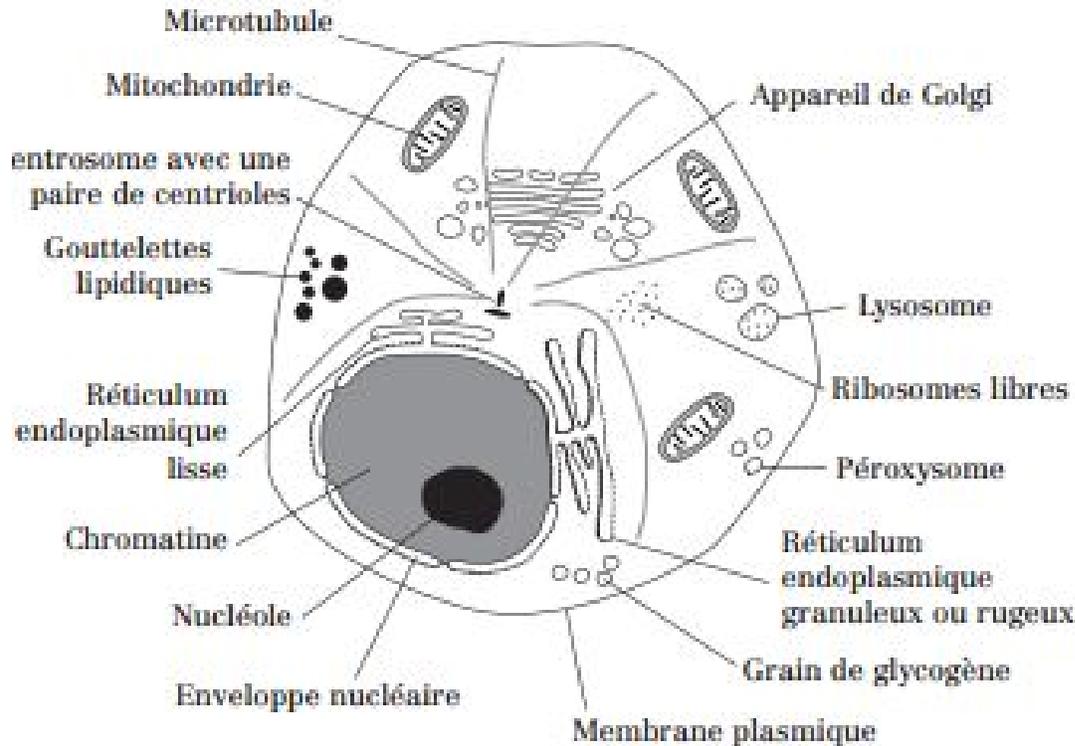


FIGURE 1.1 – Vue schématique d'une cellule eucaryote de mammifère (extrait de *Transport Phenomena in Biological Systems*, Truskey et al., 2004)

1 Caractérisation et importance relative des processus de transport

Ainsi évoqué au point précédent, il y'a principalement deux types de processus par lesquels les molécules peuvent être transportées dans un système biologique : la **diffusion** et la **convection**. La **diffusion** résulte du mouvement aléatoire des molécules provoqué par le transfert d'énergie associé aux collisions. La **convection** est un mécanisme de transport résultant du mouvement d'ensemble (la circulation) du fluide.

Nous allons chercher à analyser les mécanismes physiques ou physicochimiques à la base de ces processus ainsi qu'à évaluer leur capacité de transport respective [10].

1.1–La diffusion dans un milieu homogène

Les collisions entre molécules ont lieu à une très grande fréquence : des milliards de fois par seconde. Chaque collision et le transfert d'énergie qui en résulte modifient de manière aléatoire les mouvements relatifs des molécules les unes par rapport aux autres. L'addition de tous ces mouvements relatifs se traduit macroscopiquement par le phénomène de diffusion. En dépit de ce caractère aléatoire, il en résulte un mouvement d'ensemble des molécules qui se traduit par la dispersion ou la migration de ces molécules sans aucune autre action que l'énergie thermique. Une conséquence macroscopique de ces mouvements aléatoires est le mouvement d'ensemble des molécules des zones les plus concentrées vers les zones les moins concentrées. Ce mouvement d'ensemble rapporté à l'unité de surface et à l'unité de temps est représenté par le flux de diffusion J [12]. Adolf Fick (Médecin physiologiste allemand 1829-1901) a observé expérimentalement que ce flux est proportionnel au gradient de concentration, ce qui l'a conduit à proposer de le représenter de la manière suivante :

$$J = -D_m \frac{\partial C}{\partial X} \quad (1.2)$$

où C représente la concentration de l'espèce moléculaire concernée en $mol.m^{-3}$; x la coordonnée spatiale selon laquelle on suit le mouvement de dispersion m ; J le flux de diffusion en $mol.m^{-2}.s^{-1}$ et le paramètre de proportionnalité D_m est le coefficient de diffusion moléculaire en $m^2.s^{-1}$. C'est ce coefficient de diffusion qui détermine la rapidité avec laquelle les molécules peuvent se déplacer sous l'effet de la diffusion[10].

Le phénomène de diffusion peut être aisément visualisé en injectant avec une seringue une petite goutte de colorant dans un liquide, par exemple de l'eau. Au départ, les molécules de colorant restent confinées près de l'endroit d'injection. Puis, progressivement, les limites de la zone colorée deviennent de plus en plus

TABLE 1.1 – Différentes valeurs du coefficient de diffusion moléculaire D_m dans les gaz, les liquides et les matériaux poreux.

Milieus homogènes	coefficient de diffusion en m^2/s
Gaz	$1 * 10^{-5} - 4 * 10^{-5}$
Petites molécules dans un liquide(eau)	$1 * 10^{-9} - 1 * 10^{-10}$
Protéines dans un liquide(eau)	$1 * 10^{-11} - 7 * 10^{-11}$ Milieux hétérogènes
Lipides dans les membranes (lipidiques)	$1 * 10^{-13}$
protéines dans les membranes lipidiques	$1 * 10^{-16}$

floues et de plus en plus distante. Un profil de coloration (donc de concentration) apparaît. L'importance du coefficient de diffusion dépend du fluide et du milieu à travers lequel le processus de diffusion se développe : un gaz, un liquide ou un milieu poreux (membrane perméable) [10]. Quelques exemples sont donnés dans le tableau suivant : Le coefficient de diffusion est plus élevé dans un gaz que dans un liquide en raison des plus faibles interactions à l'échelle moléculaire. Dans un liquide, il est d'autant plus élevé que la masse moléculaire (et la taille) de la molécule est faible. Le processus de diffusion est rapide et, donc, efficace sur de courtes distances [11].

1.2–La diffusion membranaire

Ici plusieurs cas peuvent apparaître et nous pouvons avoir entre autre :

2.2.1–La diffusion passive

Cette diffusion répond aux mêmes lois physiques déjà énoncées en regard de la diffusion de molécules solubles dans un milieu homogène. Le transfert se fait selon le gradient de concentration. La première loi de Fick peut toujours être utilisée en remplaçant le coefficient de diffusion moléculaire en milieu homogène D_m par

un coefficient de diffusion effectif D_{eff} .

$$J = -D_{eff} \frac{\partial C}{\partial X} \quad (1.3)$$

Ce coefficient peut être de plusieurs ordres de grandeurs inférieurs à sa valeur en milieu homogène. Ce type de diffusion est appelé passive car elle ne requiert pas d'apport énergétique complémentaire provenant du métabolisme. L'expression précédente peut être approximée dans le cas d'un phénomène évoluant lentement au cours du temps (ou dans le cas d'un phénomène strictement stationnaire) en l'intégrant sur l'épaisseur e du milieu poreux ou de la membrane :

$$J = -D_{eff} \frac{C_2 - C_1}{e} = \frac{D_{eff}}{e} (C_1 - C_2) = K (C_1 - C_2) \quad (1.4)$$

C_1 et C_2 représentent les concentrations de part et d'autre de la membrane. K représente le coefficient de transfert (m/s). On rencontre deux cas qui, tous deux, font partie de la diffusion passive [10] :

2.2.1.1 La diffusion simple

Ce type de diffusion n'est possible que si la molécule est suffisamment petite pour passer dans des pores. La valeur du coefficient K (ou du coefficient de diffusion effectif D_{eff}) résulte de l'encombrement stérique de la structure poreuse par les molécules de solutés, c.-à-d essentiellement le rapport entre le diamètre moléculaire et celui des pores de la membrane. Le transport de l'oxygène et du gaz carbonique au travers d'une membrane est un exemple de transport par diffusion simple.

2.2.1.2 La diffusion facilitée

Beaucoup de molécules polaires et d'ions ne peuvent traverser la membrane plasmique en raison de sa forte teneur en lipide. Ils arrivent néanmoins à diffuser à travers cette membrane suivant leur gradient de concentration, en se liant à

des protéines de transport disséminées dans la membrane. On appelle ce phénomène la diffusion facilitée. En dépit de l'intervention d'une protéine de transport, on considère la diffusion facilitée comme un mode de transport passif, car le soluté suit son gradient de concentration et ne requiert pas d'apport énergétique complémentaire [10, 11].

1.3.5 La convection

La convection est un mouvement d'ensemble d'un fluide (gaz ou liquide) sous l'action d'une force (la gravité ou une différence de pression). Le transport convectif est régi par la mécanique des fluides. Dans les organismes vivants, on distingue deux grandes familles de processus de transport convectif : le transport dans les canaux et le transport dans les tissus. C'est aussi le cas de la circulation sanguine dans les veines et artères. Sous l'action d'impulsions électrique, le muscle cardiaque se contracte et éjecte le sang vers les poumons et l'aorte. Le nombre de contractions observées par minute correspond au rythme cardiaque [10, 12].

Le transport dans les canaux

C'est le cas de la ventilation pulmonaire. Les contractions du diaphragme et des muscles costaux créent des dépressions et surpressions qui provoquent l'entrée (inspiration) et la sortie (expiration) d'air par la trachée. C'est aussi le cas de la circulation sanguine dans les veines et artères. Sous l'action d'impulsions électrique, le muscle cardiaque se contracte et éjecte le sang vers les poumons et l'aorte. Le nombre de contractions observé par minute correspond au rythme cardiaque.

Le transport dans les tissus

Les tissus biologiques sont composés d'eau, de cellules et d'une matrice extracellulaire : un réseau inter-connecté de protéines et de protéoglycanes. C'est cette matrice qui apporte la rigidité structurelle au tissu. Il forme un matériau poreux dans lequel l'eau peut circuler sous l'effet d'un gradient de pression comme

pour la circulation dans les vaisseaux sanguins évoqués ci-dessus. En raison de la très faible taille des pores de ce matériau poreux, la dimension caractéristique L à introduire dans le nombre Reynolds est très petite et l'on se trouve toujours dans les conditions d'écoulement laminaire ($Re \ll 1$) [10]. La circulation dans le tissu est décrit par une loi semblable à celle de Poiseuille encore appelé la loi de Darcy :

$$u = \Delta p \frac{\mu e}{\alpha} = \frac{\Delta p}{R} \text{ avec } R = \frac{\mu e}{\alpha}$$

1.3.6 Comparaison diffusion-convection

L'importance relative de la diffusion et de la convection varie beaucoup avec l'échelle spatiale à laquelle ces deux processus de transport se déroulent. Ces échelles couvrent huit ordres de grandeurs, de plus de $10^{-8}m$ (taille de molécules telles que les protéines) jusqu'à 100 m (taille du corps humain). Les conclusions que l'on pourra tirer vont donc varier fortement selon que l'on considère l'une ou l'autre des échelles reprises ci-dessous.

Objet	Echelle (m)
Protéines	10^{-8}
Cellules	$10^{-6} - 10^{-5}$
Vaisseaux capillaires	10^{-4}
Organes	10^{-1}
Corps humain	10^0

La comparaison entre diffusion et convection peut être réalisée en évaluant les temps caractéristiques des deux processus : – le temps de diffusion t_D , représenté par $\frac{L^2}{D_m}$ et le temps de convection $\frac{L}{u}$. Le rapport entre ces deux temps caractéristiques est défini comme étant le nombre de Péclet Pe (adimensionnel) [10] :

$$P_e = \frac{t_D}{t_c} = \frac{\frac{L^2}{D_m}}{\frac{L}{u}} = \frac{uL}{Dm} \quad (1.5)$$

Lorsque le nombre de Péclet est largement inférieur à l'unité, la diffusion est nettement plus rapide que la convection : le temps caractéristique de diffusion est largement inférieur à celui de la convection. Inversement, lorsque le nombre de Péclet est très grand, la convection est le processus de transport prédominant. La définition du nombre de Péclet montre très clairement que l'importance relative des deux mécanismes de transport est directement liée à l'échelle L sur laquelle ces transports doivent se réaliser. Le graphique suivant montre l'évolution, en échelle log-log, des deux temps caractéristiques avec cette échelle. Le temps caractéristique de diffusion, t_D , évolue comme le carré de la distance tandis que le temps caractéristique de convection, t_C , évolue linéairement avec cette distance. Les deux courbes vont se couper à une distance L dépendant de la vitesse u et du coefficient de diffusion Dm [10].

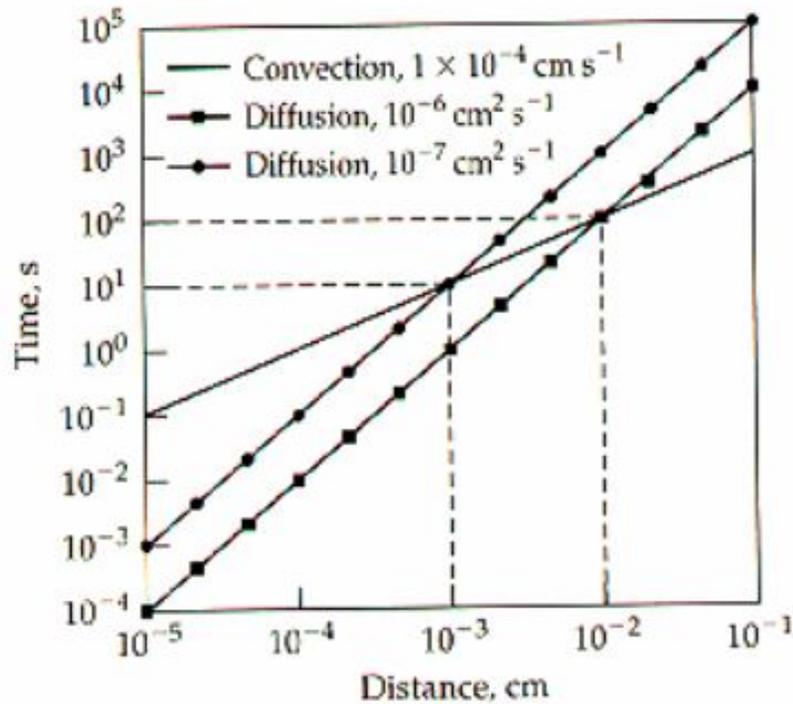


FIGURE 1.2 – Temps de diffusion et de convection

1.4 Origine de la diffusion

D'un point de vue phénoménologique ce phénomène a d'abord été décrit par une loi énoncée par Adolf Fick en 1855, par analogie avec l'équation de chaleur introduite par Joseph Fourier en 1822. Cette relation entre le flux et le gradient est très générale : conduction thermique, rayonnement dans un milieu opaque, perméabilité dans un milieu poreux, migration d'atomes sur une surface ou dans un cristal etc... elle résulte d'un changement d'échelle et de l'hypothèse d'une petite perturbation d'un état d'équilibre microscopique. Cette loi, au départ empirique a été justifiée et généralisée dans le cas d'un milieu multicomposant sous le nom de Stefan-Maxwell d'après les travaux de Clerk Maxwell pour les gaz en 1866 et Joseph Stefan pour les liquides en 1871. Cette généralisation montre l'effet gradient de température sur la diffusion. Le cadre thermodynamique le plus général pour cette expression a été précisé par Lars Onsager. Ce problème a reçu un nouvel éclairage avec la loi de déplacement quadratique du mouvement Brownien décrit

William Sutherland en 1904 Albert Einstein en 1905 et Marian Smoluchowski en 1906. Cette loi utilisée pour la diffusion dans les réseaux cristallins dont les mécanismes à l'échelle atomique a été expliquée par Yakov Frenkel (1926), Carl Wagner et Walter Schottky (1930). Entre l'obtention des lois du mouvement brownien et leur application dans les cristaux, une étape importante est obtenue par Sydney Chapman (1916) et David Enskog (1917) qui font lien pour un gaz entre le niveau atomique et le niveau continu des équations de Navier-Stokes, permettant ainsi un calcul des coefficients de diffusion à des potentiels d'interactions moléculaires. La seconde moitié du 20^{ème} siècle verra se développer les méthodes de changement d'échelle permettant d'écrire des lois macroscopiques à partir de la description du milieu à petite échelle. Ce sont les techniques permettant de justifier la loi de Darcy pour la perméation et de calculer la perméabilité [13]. Elles sont de deux types :

- Les méthodes de prise de moyenne volumique introduites par Stephan Whitaker (1966)
- Les méthodes d'homogénéisation mathématique introduites par Evariste Sanchez-palencia et développées par les mathématiciens français, en particulier Pierre-Louis Louis [13].

1.5 Diffusion normale et diffusion anormale

1.5.1 Diffusion normale

Dans un fluide homogène au repos, on observe que la concentration d'un soluté tend toujours à s'uniformiser. On précise même qu'un flux diffusif est proportionnel à l'opposé du gradient de la concentration, c'est la loi de Fick [14].

$$Flux = -D\nabla C \quad (1.6)$$

Les mesures directes des flux sont difficiles, cependant les conséquences qu'on déduit de cette loi phénoménologique sont vraies et vérifiables dans les fluides

homogènes et au repos. Dans un fluide avec un champ des vitesses uniforme il faut ajouter le flux convectif, proportionnel à la vitesse macroscopique et à la concentration. C'est Einstein en 1905 [15] qui a montré que cette loi de Fick a la même origine que le mouvement Brownien. Dans les deux cas cette origine est invisible alors qu'on observe ses manifestations [14]. Le mouvement Brownien s'observe sur des particules en suspension dans un fluide homogène au repos. Einstein l'a interprété comme étant la manifestation de mouvement incessants des molécules de fluide elles mêmes. Le mouvement Brownien mathématique n'était alors pas inventé, cependant il a montré que le coefficient D , ou diffusité présent dans la loi de Fick, est lié à l'échelle de longueur l (l'écart type) des mouvements aléatoires effectués par les particules de traceurs pendant une échelle de temps τ par $D = \frac{l^2}{2\tau}$. Ce rapport est une propriété intrinsèque du fluide et du traceur dans des conditions données de température. De plus les mouvements aléatoires des molécules d'un fluide au repos à l'échelle macroscopique ont une moyenne nulle [14]. Lorsqu'on est satisfait de cette ressemblance on dit que dans le milieu considéré la diffusion est **normale**. Pour aller vite, ceci se produit lorsque les conséquences de la loi de Fick sont observées, c'est à dire lorsque la concentration évolue selon l'équation d'advection diffusion

$$\partial t C = \nabla \cdot (D \nabla C) - v \cdot \nabla C. \quad (1.7)$$

Le moyen le plus simple sur le plan théorique, pour vérifier si tel est le cas qui consiste à déterminer la variance $\prec r^2(t) \succ$ des positions de particules de soluté. En effet, la **diffusion normale** dite Brownienne dans le cas d'une solution infiniment diluée et en l'absence de toute interaction modifiant le mouvement de la protéine, ce déplacement est aléatoire, le déplacement carré moyenne des

molécules est une fonction linéaire du temps elle obéit à la loi d'Einstein [16] :

$$\langle r^2(t) \rangle = Kt, \quad (1.8)$$

Le déplacement des solutés selon leur gradient de concentration du milieu le plus concentré en soluté vers le milieu le moins concentré en soluté jusqu'à égalité de concentration entre les milieux constitue la diffusion normale. Dans certains milieux ou certaines circonstances on observe des comportements différents. On parle alors de diffusion anormale.

1.5.2 Diffusion anormale

Par opposition à la précédente, lorsque l'on s'écarte de la dépendance linéaire en temps le déplacement carré moyen n'est plus une fonction linéaire du temps. La **diffusion anormale** se caractérise généralement par la croissance de la puissance du déplacement moyen des cellules (MSD) avec le temps [16] :

$$\langle r^2(t) \rangle = K_\beta * t^\beta. \quad (1.9)$$

où K_β est le coefficient généralisé de diffusion qui s'exprime en cm^2/s^β dans le système *CGS* et β est l'exposant de diffusion anormale ($\beta \neq 1$). Selon la grandeur de β , nous distinguons la **sous-diffusion** pour $0 < \beta < 1$ et la **super-diffusion** pour $\beta > 1$. Ainsi, la sous-diffusion a été observée dans le contexte biologique pour les particules allant de petites protéines via des molécules d'ARN messager dans le cytoplasme cellulaire, aux grands loci chromosomiques et aux télomères dans le noyau, aux particules de virus submicroniques et des granules lipidiques. On a observé la Super-diffusion dans des environnements artificiellement encombré des particules de traceur en cellules vivantes dues au mouvement actif [17, 18]. Les caractéristiques de la diffusion anormale dépendent du paysage énergétique

et des interactions physico-chimiques dans le système des particules. Les progrès des expériences modernes de suivi des particules individuelles fournissent des données expérimentales à haute résolution pour comparer quantitativement les mécanismes microscopiques de la diffusion non-brownienne avec des modèles théoriques connus (marche aléatoire, mouvement brownien fractionnaire, processus de diffusion hétérogène etc...)[17].

1.6 Potentiel déformable

Par définition le **potentiel déformable** est un potentiel dont la forme peut être modifiée de façon continue en fonction de son paramètre de forme. Il a des multiples formes et dépend de système physique étudié, du type de matériaux et aussi de la forme de la surface. Il existe plusieurs types de potentiels de déformable parmi lesquels, nous pouvons citer entre autre : le potentiel déformable de Dikandé-Kofané de paramètre de forme μ , non linéaire et non périodique qui rend compte directement de la forme du puits double en fonction de son paramètre de forme [15], le potentiel de Yukawa (non linéaire), le potentiel de Remoissenet-Peyrard 2π -périodique, non linéaire et non sinusoïdal, etc... Pour notre étude, nous ne considérons que le potentiel de substrat déformable de Remoissenet-Peyrard, l'un des plus populaires de potentiel de substrat déformable introduit il y a quelques années par Remoissenet et Peyrard dans le contexte des solitons, récemment en nano tribologie, plus récemment dans le contexte des phénomènes de résonances stochastiques, dans les phénomènes de transport et de diffusion anormaux; son paramètre de forme est r , ce potentiel de paramètre de forme r a le potentiel de sinus-Gordon (sG) comme cas particulier [17, 18]. Son utili-

sation nous permet d'examiner les différentes formes potentielles et dictée aussi notre effort d'aller au-delà du problème mathématique et d'obtenir des résultats pouvant être utile dans les systèmes biologiques et des matériaux réels soumis à des modifications structurelles telles que des déformations de forme, des variations de structures cristallines. L'intérêt de ce potentiel dans notre étude est qu'il nous permet de calculer le coefficient de diffusion, nous permet de mieux de mieux expliquer le processus de transport, super transport, de sous-diffusion, d'hyper-diffusion et de super diffusion et cela nous permet de mieux expliquer le mouvement brownien, d'où l'intérêt de ce potentiel dans notre étude.

1.7 Applications

1.7.1 En biologie

Le mécanisme de diffusion à travers une membrane peut être mis en oeuvre pour séparer les différents constituants du fluide selon leur taille. Dès que la taille des molécules ou particules (colloïdales) atteint et dépasse celle des pores de la membrane, elles ne passent plus à travers la membrane. On parle alors de diffusion membranaire différenciée ou de filtration membranaire ou encore de dialyse. La dialyse permet de séparer des macromolécules (en fonction de leur taille) à des fins d'analyse, de purification ou de préparation. Dans le domaine du **génie biomédical**, ce terme est plus particulièrement utilisé pour désigner le mécanisme d'épuration du sang au niveau des reins ou au niveau d'un appareillage extra-corporel de purification du sang : le rein artificiel. Ce mécanisme de dialyse rénale permet, entre autres, l'évacuation dans les urines de sous-produits du métabolisme humain tels que l'urée. La dialyse est régie par le flux diffusionnel transmembranaire qui obéit à la loi de Fick dont l'approximation linéaire peut toujours être représentée par la loi : $J = K(C_1 - C_2)$ dans laquelle le coefficient

K dépend de la structure de la molécule et de la taille des pores de la membrane. Toujours dans le domaine de la biologie nous pouvons encore citer comme appli-

Objet	Echelle (m)
Protéines	10^{-8}
Cellules	$10^{-6} - 10^{-5}$
Vaisseaux capillaires	10^{-4}
Organes	10^{-1}
Corps humain	10^0

cations étude des maladies démyélinisantes, dégénérescence axonale après lésions du tissu cérébral, étude des modifications ultrastructurales tissulaires au cours de l'ischémie cérébrale aiguë et chronique. En **ingénierie tissulaire** par exemple la diffusion contrôle et limite la prolifération des cellules au sein du biomatériau. La texture du biomatériau doit répondre à des exigences assez contraignantes, il doit posséder une porosité élevée et une taille des pores facilitant l'ensemencement cellulaire, la prolifération de ces cellules et la diffusion des nutriments en son sein [8, 10].

1.7.2 En physique et en chimie

En **physique** les phénomènes de diffusion sont utilisées pour étudier les propriétés d'élasticité et de fusion en deux dimensions, les processus de cristallisation, la dispersion des mélanges binaires, les phases et les dynamiques vitreuses, la micro-rhéologie. ils sont également utilisés pour l'étude de la dispersion de la lumière ou la mesure de très petites interactions. En **chimie** des cas très particuliers trouvent ces applications dans les colloïdes on a par exemples la formulation des parfums sans alcool où l'on veut préserver l'aspect transparent du produit tout en évitant l'ajout de molécules cosolubilisantes de type alcool [19].

1.8 Conclusion

Parvenu au terme de ce chapitre, qui avait pour but de présenter les généralités sur les phénomènes de transport et de diffusion, il en ressort que le transport est caractérisé par la diffusion et la convection ; que la convection correspond au mécanisme de transport résultant du mouvement d'ensemble de fluide et la diffusion le mouvement aléatoire des molécules provoqué par le transfert d'énergie associée aux cohésions. On note aussi des applications de ces phénomènes en biologie, en chimie et en physique. Nous notons que le potentiel déformable de Remoissenet-Peyrard sera compatible avec notre étude. Cependant tout au long de ce chapitre nous avons présenté les généralités afin de faciliter l'obtention d'un modèle d'étude qui va nous permettre de résoudre analytiquement la dynamique du système.

MODÈLE ET ÉQUATION DYNAMIQUE DU SYSTÈME.

2.1 Introduction

Les systèmes physiques qui nous entourent peuvent être représentés par des modèles qui leurs sont compatibles, en fonction des lois qui les régissent et des conditions auxquelles ils sont soumis. Chacun des système modélisés renferme des équations particulières en fonction des paramètres choisis. Les phénomènes de transport et de diffusion que nous étudions ici doivent de ce fait revêtir un modèle qui permettra une étude aisée. Dans ce chapitre, nous présentons : notre modèle d'étude et les paramètres y intervenant tels que le potentiel utilisé et son intérêt, nous ressortons les équations dynamiques du systèmes et enfin l'approche de la diffusion.

2.2 Description du modèle.

Nous considérons ici le modèle des particules inertielles représentées par une particule classique de masse \mathbf{m} se déplaçant sur un substrat déformable le long de la ligne droite schématisé à la figure ci-dessous [20].

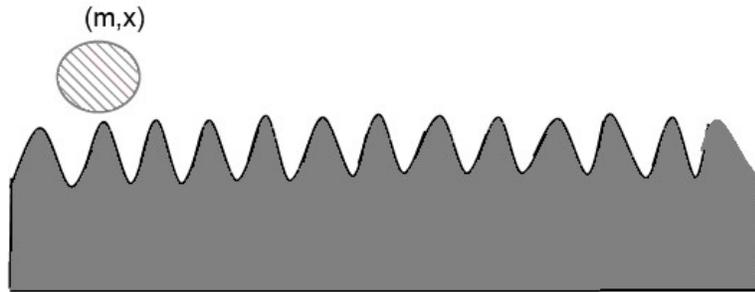


FIGURE 2.1 – Croquis schématique du modèle géométrique

Le déplacement de la particule est caractérisé par la variable x . pour modéliser l'interaction entre la particule et la surface, nous considérons une classe générale de potentiel non linéaire (oscillateurs non sinusoïdaux) comme le potentiel de **Remoissenet-Peyrard (RP)**, l'un des plus populaires des potentiels déformables [20, 21].

2.2.1 Intérêt du potentiel

Traditionnellement, le potentiel de Remoissenet-Peyrard(RP) est un potentiel de substrat déformable non linéaire et paramétré par le paramètre r . Ce potentiel a une amplitude constante et est 2π -périodique en x . Il a été introduit dans le contexte de Solitons, dans la nanotribologie et aussi dans le contexte de processus

de résonance stochastique [21].

2.2.2 Présentation du potentiel : potentiel de Remoissenet-Peyrard

Ce potentiel non sinusoïdal, qui est plus précisément une énergie potentielle est utilisé pour décrire l'interaction entre les particules dans un substrat déformable. Son expression en fonction de la variable x et du paramètre r est donnée :

$$V_{RP}(x, r) = \frac{1}{2}V_0(1 - r)^2 \frac{1 - \cos(\frac{2\pi x}{b})}{1 + r^2 + 2r \cos(\frac{2\pi x}{b})} \quad (2.1)$$

avec $-1 < r < 1$ et V_0 une constante qui mesure l'amplitude du potentiel, x le champ de déplacement et b la période du potentiel (la constante de réseau) la forme du potentiel est définie par le paramètre r ; quand $r = 0$, nous avons le profil sinusoïdal du potentiel $V(x) = \frac{V_0}{2}(1 - \cos(\frac{2\pi x}{b}))$. La figure 2.2 illustre le potentiel ondulé du paramètre de forme. Pour $r > 0$, lorsque r augmente, les puits du potentiel présentent des fonds plats séparés par des barrières minces (figures 2.2(b) et 2.2(c)), alors que pour $r < 0$, la diminution de r implique une forme de puits aigus séparés par des large barrières (figures 2.2(d) – 2.2(f).) [20, 22].

Le potentiel effectif du système est donnée par :

$$U(x, r, t) = V_{RP}(x, r) - xF(t) \quad (2.2)$$

où $F(t)$ est le champ externe périodique dépendant du temps et d'amplitude constante F_0 . Son expression est donné par : $F(t) = F_0 \sin(\omega t)$. Les figures 2.2(g) – 2.2(i). illustrent le potentiel effectif en fonction de le position x . Ce potentiel ici montre clairement la présence de puits lorsque r tourne vers -1 [22].

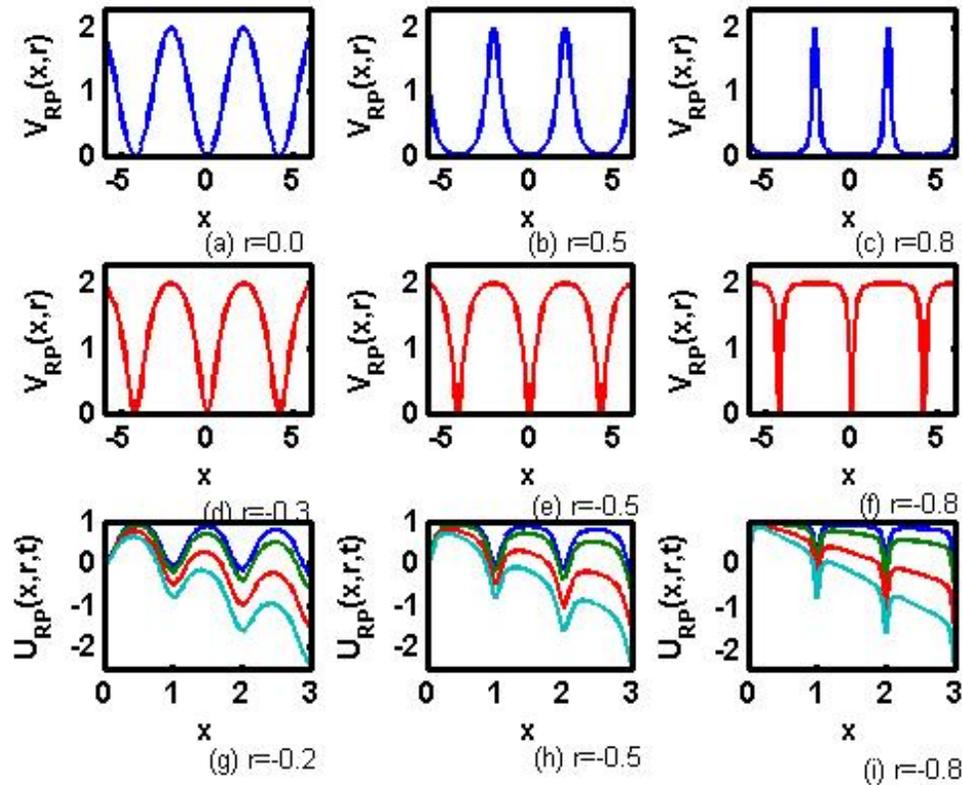


FIGURE 2.2 – Illustration du potentiel de RP pour (a) $r = 0.0$, (b) $r = 0.5$, (c) $r = 0.8$, (d) $r = -0.3$, (e) $r = -0.5$, et (f) $r = -0.8$. Les puits du potentiel ont des fonds plats séparés par de minces barrières pour $r > 0$ et les puits tranchants séparés par de larges barrières pour $r < 0$. (g), (h) et (i) sont le potentiel effectif modifié $U(x,r)$ en fonction de x pour $r = -0.2$, -0.5 et -0.8 respectivement. De haut en bas, chaque courbe correspond à un changement de la force constante $F_0 = 0.08, 0.2, 0.5$ et 0.8 respectivement.

2.3 Equation du mouvement : dynamique de Langevin

Pour décrire de façon simple le phénomène, nous partons de l'équation déterministe de Newton auquel nous ajoutons le terme aléatoire ou stochastique $\xi(t)$ qui provient des fluctuations autour d'une valeur moyenne de la résultante des forces s'exerçant sur la particule de Brown [22]. La dynamique d'une particule Brownienne de masse m dans un substrat déformable est donnée par l'équation

de Langevin :

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = F^{(1)} + F^{(2)} + \xi(t) \quad (2.3)$$

où $F^{(1)} = -\frac{dU(x,r,t)}{dx}$ est un champ de force et $F^{(2)} = -\gamma v(t) = -\gamma \frac{dx}{dt}$ la force de frottement avec γ le coefficient de frottement de Stockes et x la coordonnée de particule Brownienne. L'équation du mouvement dévient donc en remplaçant :

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -\frac{dU(x,r,t)}{dx} - \gamma \frac{dx}{dt} + \xi(t) \quad (2.4)$$

En supposant que le milieu est isotrope, c'est-à-dire pas de direction privilégiée dans l'espace, la force $\xi(t)$ doit être nulle en moyenne $\Rightarrow \langle \xi(t) \rangle = 0$ (moment d'ordre 1 de $\xi(t)$).

On suppose que la corrélation entre deux collisions se produisent l'une à t et l'autre à t' est nulle dès que $t - t'$ est supérieure à la durée de la collision τ . Par conséquent, on peut écrire pour le moment d'ordre 2 de $\xi(t)$.

$$\langle \xi(t) \cdot \xi(t') \rangle = \phi(t - t')$$

Où $\phi(t - t')$ est une fonction très piquée autour de $t - t' = 0$ [23]. Nous supposons maintenant que la fonction de corrélation est une distribution de Dirac donnée par :

$$\langle \xi(t) \cdot \xi(t') \rangle = 2A\delta(t - t') \quad (2.5)$$

où A est une constante à déterminer. Nous supposons que $F^{(1)} = -\frac{dU(x,r,t)}{dx} = 0$ et l'équation 2.4 dévient :

$$\begin{aligned} \Rightarrow m \frac{d^2 x}{dt^2} &= -\gamma \frac{dx}{dt} + \xi(t) \\ \Rightarrow m \frac{dv}{dt} + \gamma v &= \xi(t) \end{aligned} \quad (2.6)$$

Une solution homogène est : $v(t) = ke^{-\frac{\gamma}{m}t}$ et la solution particulière est : $k(t) =$

$\frac{1}{m} \int_0^t e^{\frac{\gamma}{m}t'} \xi(t') dt' + v(0)$; la solution générale est donc :

$$v(t) = v(0)e^{-\frac{\gamma}{m}t} + \frac{1}{m}e^{-\frac{\gamma}{m}t} \int_0^t e^{-\frac{\gamma}{m}t'} \xi(t') dt' \quad (2.7)$$

$$v(t) - v(0)e^{-\frac{\gamma}{m}t} = \frac{1}{m}e^{-\frac{\gamma}{m}t} \int_0^t e^{\frac{\gamma}{m}t'} \xi(t') dt'$$

$$\begin{aligned} \left(v(t) - v(0)e^{-\frac{\gamma}{m}t} \right)^2 &= \left(\frac{1}{m}e^{-\frac{\gamma}{m}t} \int_0^t e^{\frac{\gamma}{m}t'} \xi(t') dt' \right) \left(\frac{1}{m}e^{-\frac{\gamma}{m}t} \int_0^t e^{\frac{\gamma}{m}t'} \xi(t') dt' \right) \\ &= \frac{1}{m^2} e^{-\frac{2\gamma}{m}t} \int_0^t \int_0^{t'} e^{\frac{\gamma}{m}(t+t')} \xi(t) \cdot \xi(t') dt dt' \\ &= \frac{2A}{m^2} e^{-\frac{2\gamma}{m}t} \int_0^t \int_0^{t'} e^{\frac{\gamma}{m}(t+t')} \delta(t-t') dt dt' \end{aligned}$$

Pour des grandes valeurs du temps intéressent ici ($t \gg \frac{m}{\gamma}$), on atteint un état stationnaire et $e^{-\frac{2\gamma}{m}t} \rightarrow 0$

$$\begin{aligned} \left(v(t) - v(0)e^{-\frac{\gamma}{m}t} \right)^2 &= \frac{2A}{m^2} e^{-\frac{2\gamma}{m}t} \int_0^t e^{\frac{2\gamma}{m}t'} dt' \\ &= \frac{A}{m^2\gamma} \left(1 - e^{-\frac{2\gamma}{m}t} \right) \\ (v(t))^2 &= \frac{A}{m^2\gamma} \end{aligned}$$

Théorème de l'équipartition de l'énergie :

$$\frac{1}{2} m (v(t))^2 = \frac{A}{2m\gamma} = \frac{K_B T}{2} \Rightarrow A = m\gamma K_B T$$

où K_B est la constante de Boltzmann et T la température. la relation $A = m\gamma K_B$ exprime le lien profond qui existe la dissipation et les fluctuations du système [22, 23]. C'est une forme particulière plus générale connue sous le nom de fluctuation dissipation. De ce fait on obtient :

$$\begin{cases} \langle \xi(t) \rangle = 0 \\ \langle \xi(t) \cdot \xi(t') \rangle = 2m\gamma K_B T \delta(t-t') \end{cases} \quad (2.8)$$

Cette équation traduit le fait que : Les fluctuations thermiques dues au couplage de la particule avec l'environnement sont modélisées par un bruit blanc gaussien de moyenne nulle $\xi(t)$, la fonction d'auto corrélation satisfaisant la relation de dissipation de fluctuation d'Einstein(Eq 2.8).

2.4 Equation du mouvement sans dimension

Pour résoudre la dynamique de notre équation(Eq 2.4), nous introduisons l'échelle de longueur sans dimension z , le temps τ et la température T_B posée comme suit[21, 22] :

$$z = \frac{x}{b}; \quad \tau = \frac{t}{b} \sqrt{\frac{V_0}{m}}; \quad T_B = \frac{K_B T}{V_0} \quad (2.9)$$

En utilisant les relations suivantes :

$$d^2 z = \frac{d^2 x}{b}; \quad dt = b d\tau \sqrt{\frac{m}{V_0}}; \quad dt^2 = b^2 \frac{m}{V_0} d\tau^2$$

et l'équation du mouvement(Eq 2.4) donnée par :

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -\frac{dV_{RP}(x, r)}{dx} - \gamma \frac{dx}{dt} + F_0 \sin(\omega t) + \xi(t)$$

On obtient l'équation suivante :

$$\frac{d^2 z}{d\tau^2} = -\frac{V'_{RP}(z, r)}{V_0} - \frac{\gamma b}{\sqrt{mV_0}} \frac{dz}{d\tau} + \frac{F_0 b}{V_0} \sin(\omega_d \tau) + \frac{b}{V_0} \xi(t) \quad (2.10)$$

Ainsi le coefficient de frottement sans dimension correspondant est donné par :

$\eta = \frac{\gamma b}{\sqrt{mV_0}}$ et la force sans dimension est : $F_d = \frac{bF_0}{\pi V_0}$, l'équation du mouvement sans

dimension est donc :

$$\ddot{z} = -\eta \dot{z} - \hat{V}'_{RP}(z, r) + \pi F_d \sin(\omega_d \tau) + \Gamma(\tau) \quad (2.11)$$

Ainsi nous utiliserons désormais les variables sans dimension pour résoudre numériquement l'équation du mouvement donnée par l'équation 2.11 avec : $\hat{V}'_{RP}(z, r) = \frac{V'_{RP}(z, r)}{V_0} et \Gamma(\tau) = \frac{b}{V_0} \xi(t)$ correspondant au potentiel de RP sans dimension et à la fluctuation thermique respectivement.

2.5 Approche de diffusion.

Les particules browniennes soumises au champ externe sont transportées vers l'avant et présentent une vitesse moyenne finie globale,

$$\langle v \rangle = \lim_{\tau \rightarrow 0} \frac{\langle z(\tau) \rangle}{\tau}, \quad (2.12)$$

où les parenthèses $\langle \bullet \rangle$ désignent une moyenne sur de nombreuses réalisations qui incluent une moyenne sur les conditions initiales et le bruit thermique. Le coefficient de diffusion, en particulier avec une force de polarisation finie, reste un sujet de recherche dynamique. Pour caractériser les propriétés de transport d'une particule, le coefficient de diffusion est défini. Ce coefficient de diffusion décrivant les fluctuations autour de la position moyenne des particules. Le coefficient de diffusion effectif, défini comme la dispersion dans la distribution de l'ensemble des particules en mouvement, avec le temps tournant à l'infini est donné par [22].

$$D_{eff} = \lim_{\tau \rightarrow \infty} D(\tau) = \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{\langle (z(\tau) - \langle z(\tau) \rangle)^2 \rangle}{2\tau} \quad (2.13)$$

Dans les expériences numériques, nous devrions prendre la limite $\tau \rightarrow \infty$, mais dans des situations pratiques, l'intervalle de temps d'observation total est fini, il devrait être beaucoup plus grand que tout autre temps caractéristique du système. Le transport est plus efficace si le coefficient de diffusion et la dispersion des trajectoires sont faibles et si la vitesse stationnaire est grande. La quantité

$\sigma^2 = (z(\tau) - \langle z(\tau) \rangle)^2$ définit le déplacement carré moyen de la particule. Pour un ensemble approprié de paramètres et une forme potentielle arbitraire, des types de diffusion successifs apparaissent dans le système, ce qui est facilement identifié par la relation suivante :

$$\sigma^2 \sim \tau^n \quad (2.14)$$

où n est un nombre réel. La diffusion normale est caractérisée par la proportionnalité entre le temps linéaire et σ^2 ($\sigma^2 \sim \tau, i.e., n = 1$). Dans les systèmes à faible dissipation d'énergie, on distingue généralement trois modes de diffusion particuliers : sous-diffusion, super-diffusion et hyper-diffusion, ils sont observés lorsque $\sigma^2 \sim \tau^n$ avec $n < 1$, $1 < n < 2$ et $n > 2$, respectivement. Pour $n = 2$, le système est caractérisé par un mouvement balistique. Le transport sans dispersion apparaît lorsque le régime transitoire présente une diffusion nulle [22].

2.6 Les observables à étudier et les méthodes utilisées pour résoudre la dynamique du système

Nous pouvons rappeler que notre étude porte sur les effets de la forme du potentiel sur les phénomènes de transport et de diffusion. Ceci dit nous aurons à étudier la vitesse en fonction du temps pour différente valeur du paramètre r . Nous observerons dans le temps le déplacement du carré moyen pour différente valeur de la force avec le paramètre r fixé et pour la valeur la force fixée nous verrons comment varie ce déplacement en faisant varier le paramètre ; Nous montrerons également comment varie les courbes de diffusions avec les paramètres r , la pulsation, la force et la température. La dynamique du système sera résolue en

utilisant la méthode de l'algorithme de quatrième ordre Runge - Kutta développée par Kasdin.

2.7 Conclusion

Au terme de ce chapitre qui avait pour but de présenter le modèle d'étude, il en ressort que le croquis schématique du modèle géométrique est compatible avec notre étude; du fait qu'il simplifie et répond à la quasi-totalité de notre système. Nous dirons que le potentiel utilisé ici nous permet d'étudier l'interaction des particules brownienne. Les équations de Newton-Langevin par la suite ont permis de ressortir l'équation du mouvement des particules. Cependant tout au long de ce chapitre nous avons fait les approximations afin de faciliter l'obtention des résultats de nos calculs analytiques qui peuvent être des cas particuliers des résultats obtenus numériquement.

3.1 Introduction

La résolution des équations du mouvement par des méthodes analytiques puis numériques susmentionnées nous amènera à observer la dynamique consécutive de notre particule en mouvement dans un substrat déformable. Pour interpréter les processus dynamiques de notre système, nous avons intégré numériquement l'équation non linéaire de notre modèle en utilisant la méthode de Runge-Kutta du quatrième ordre développée par Kasdin [24]. Nous examinons comment une large gamme de la forme du potentielle, de la température ainsi que le champ externe affectent la diffusion dans le système. De plus, le cas du potentiel non sinusoïdal sera exploré. Les deux cas de grands puits avec des barrières minces et des puits tranchants avec des barrières sont analysés [22]. Nous allons donc tout au long de cette partie présenter la Vitesse moyenne et déplacement carré moyen de la particule ; dépendance temporelle du coefficient de diffusion.

3.2 Vitesse moyenne et moyenne du carré de déplacement de la particule

3.2.1 Vitesse moyenne de la particule

Nous présentons ici la vitesse moyenne des particules en fonction du temps. Nous constatons que la vitesse moyenne augmente linéairement et est limitée dans le temps (voir fig 3.1), ce qui correspond aux processus de super-transport. Il est établi à long terme et caractérise le transport normal. Ceci montre que la vitesse moyenne devient constante pour un temps très grand. En particulier pour $F_d > 0.15$ l'évolution de la vitesse moyenne est la même pour toutes les formes potentielles [22].

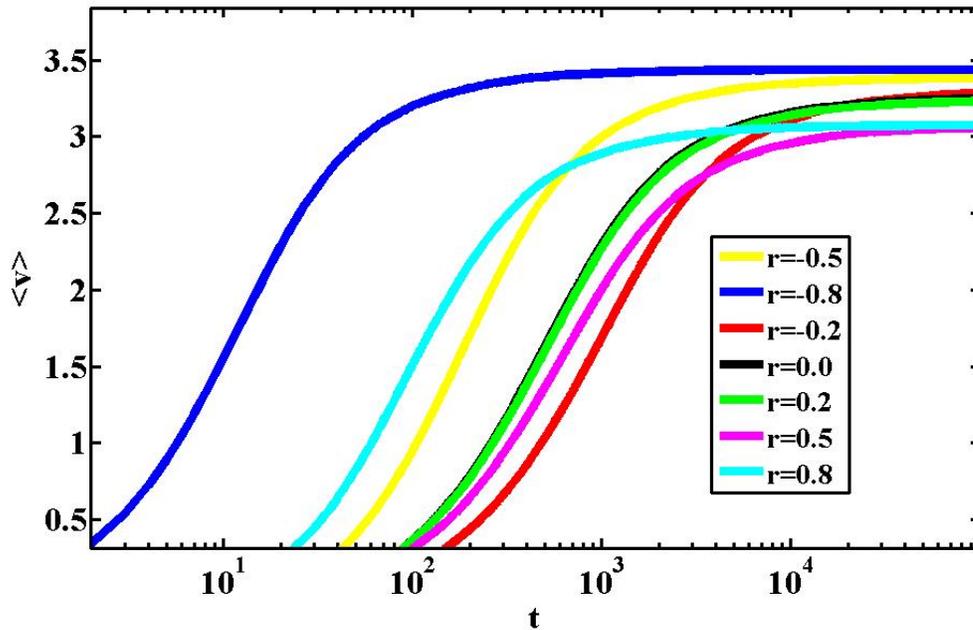


FIGURE 3.1 – Vitesse moyenne en fonction du temps pour le champ externe $F_d = 0,15$ et les paramètres de frottement $\eta = 0.141$ et le bruit thermique $T_B = 0.194$.

3.2.2 Moyenne du carré du déplacement de la particule

Dans cette partie, nous identifions différents types de diffusion de particules qui se produisent sous l'action d'un champ externe constant. Nous avons montré une échelle logarithmique (figure 3.2) pour plusieurs valeurs du champ externe indiqué sur le graphique, où la moyenne du carré du déplacement sans dimension est fonction de $t/\Delta t$ avec le pas de temps Δt . Un champ constant peut introduire différents régimes de mouvement d'une particule, en fonction des valeurs du paramètre de forme. D'après la figure (3.2(a)) pour $r = -0.8$; la moyenne du carré du déplacement est caractérisée par l'apparition d'une courte plage de dépendance à la diffusion balistique ($\sigma^2 \sim \tau^2$). Ce régime n'est observé que peu de temps ($\frac{t}{\Delta t} < 5.10^2$), la moyenne du carré du déplacement est proportionnelle au temps, $\sigma^2 \sim \tau$, ce qui correspond à la diffusion normale. Les différents graphes montrent la faible influence du champ externe sur le type de diffusion. D'autre part, dans les figures (3.2(a) – 3.2(b)) nous prenons $F_d=0.0$; 0.06 et 0.15, respectivement. Le changement du paramètre de forme est accompagné du changement du type diffusion. En absence de champ externe (figure (3.2(b))), le mouvement des particules n'est déterminé que par les fluctuations thermiques qui sont régies par la diffusion normale, pour $r = -0.2$; 0.5 et l'hyper diffusion à temps court (dépendance temporelle cubique de σ^2 : $\sigma^2 \sim \tau^3$) lorsque $r = 0.5$; 0.8 pour la force motrice ($F_d = 0.06$, fig 3.2(c)), deux type de diffusion de particules apparaissent pour les valeurs de paramètre de forme choisies : l'hyper diffusion caractérisé $\frac{t}{\Delta t} < 5.10^3$ et pour $\frac{t}{\Delta t} > 5.10^3$, on a la diffusion normale. L'augmentation de la force ($F_d=0.15$, fig 3.2(d)), conduit à l'apparition d'un phénomène inattendu de dispersion dans un grand domaine de paramètre de forme : le transport sans dispersion. Il apparaît

peu de temps après la phase d'hyper diffusion et est limité dans le temps. Il est observé pour les valeurs de r suivantes : $r = -0.2; 0.0; 0.5$. Les moyennes du carré du déplacement présentent un régime plat où la diffusion est nulle. L'intervalle de temps de ce types de mouvement dépend du paramètre de forme. Il s'agit d'une anomalie particulière car l'intensité du bruit n'est pas trop faible et elle apparaît pour un champs externe [22, 25]. Après le régime sans dispersion, la moyenne du carré du déplacement augmente linéairement en fonction du temps et indique une diffusion normale [22].

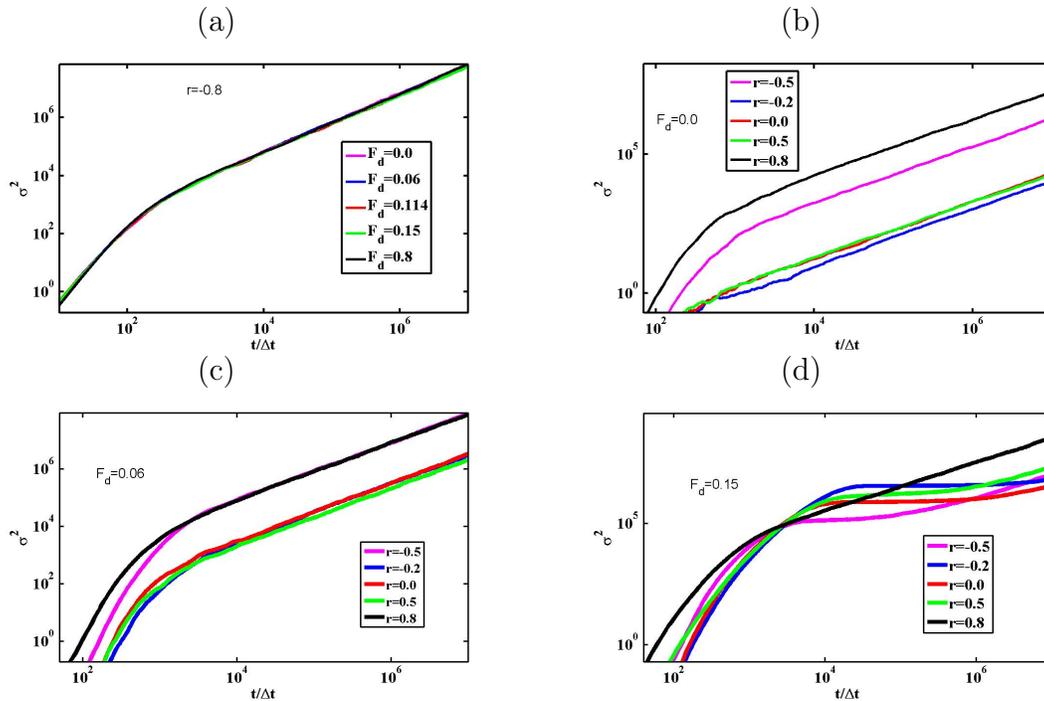


FIGURE 3.2 – Dépendance du déplacement moyen au carré d'une particule en fonction du temps à température constante $T_B = 0.194$ et pour le coefficient de frottement $\eta = 0.141$. (a) Est tracé pour $r = -0.8$ pour différentes valeurs du champ externe. (b) est tracé pour $F_d = 0.0$; (c) pour $F_d = 0.06$ et (d) pour $F_d = 0.15$.

3.2.3 Résumé

Lorsque le mouvement des particules est déterminé uniquement par des fluctuations thermiques ($F_d = 0.0$), il est caractérisé par la diffusion normale de certaines valeurs de paramètres de forme ($r = -0.2; 0.0$ et 0.5). Selon les graphes, il existe deux régions caractéristiques du mouvement : une où on observe la diffusion normale, la diffusion balistique, l'hyper diffusion et le transport sans dispersion en fonction du paramètre de forme et du champ externe. Sancho et al [25]. ont montré que la diffusion normale apparaît à grande distance et que le régime sans dispersion apparaît lorsque le champ externe est supérieur à la force critique. Dans notre contexte, la diffusion dépend également des formes de potentielles. Le transport sans dispersion n'apparaît pas pour $r = -0.8$ (puits nets du potentiel) et $r = 0.8$ (fonds plats du potentiel). La forme du potentiel affecte fortement la diffusion [22].

3.3 Dépendance temporelle du coefficient de diffusion

Nous nous concentrons ici sur la dépendance temporelle du coefficient de diffusion en relation avec la fréquence, la température ainsi que le paramètre de forme. Cela nous permet de comprendre le mouvement de la particule sous l'action d'un champ externe périodique. La figure 3.3 montre la dépendance temporelle du coefficient de diffusion D sans dimension pour un champ externe constant ($\sin(\omega t) = 1$), puis nous faisons varier la fréquence du champ externe. La figure 3.3(a) nous montre la faible dépendance du coefficient de diffusion à la fréquence ($r = -0.8$). La figure 3.3(b) quand à elle correspond au champ externe constant et le coefficient de diffusion présente la forme de la résonance pour les para-

mètres de forme $r = -0.5, -0.2, 0.0$ et 0.5 . En effet, il est connu que la diffusion présente une forme de résonance au champ externe constant, pour une certaine forme du potentiel, cette dynamique est différente ($r = -0.8$ et 0.8). Dans les figures 3.3(c) – 3.3(e), les fréquences sont prises respectivement comme suit : $w = 5.10^{-1}$; 5.10^{-2} et 5.10^{-4} . Sur ces figures, chaque courbe correspond au changement du paramètre de forme. Le coefficient de diffusion augmente et devient constant pour chaque choix des paramètres de forme (voir figures (3.3(c))) [22]. De plus, la diffusion augmente puis oscille pour devenir constante à très long terme (figures 3.3(d) – 3.3(e)). Nous savons que pour une particule sous-amortie, une faible friction implique une perte d'énergie cinétique plus lente pour surmonter une barrière potentielle. La particule continuera à fonctionner pendant un temps initial avant d'être ralenti par la perte d'énergie. Ceci explique l'augmentation brusque des courbes de diffusion à bas temps [21, 22].

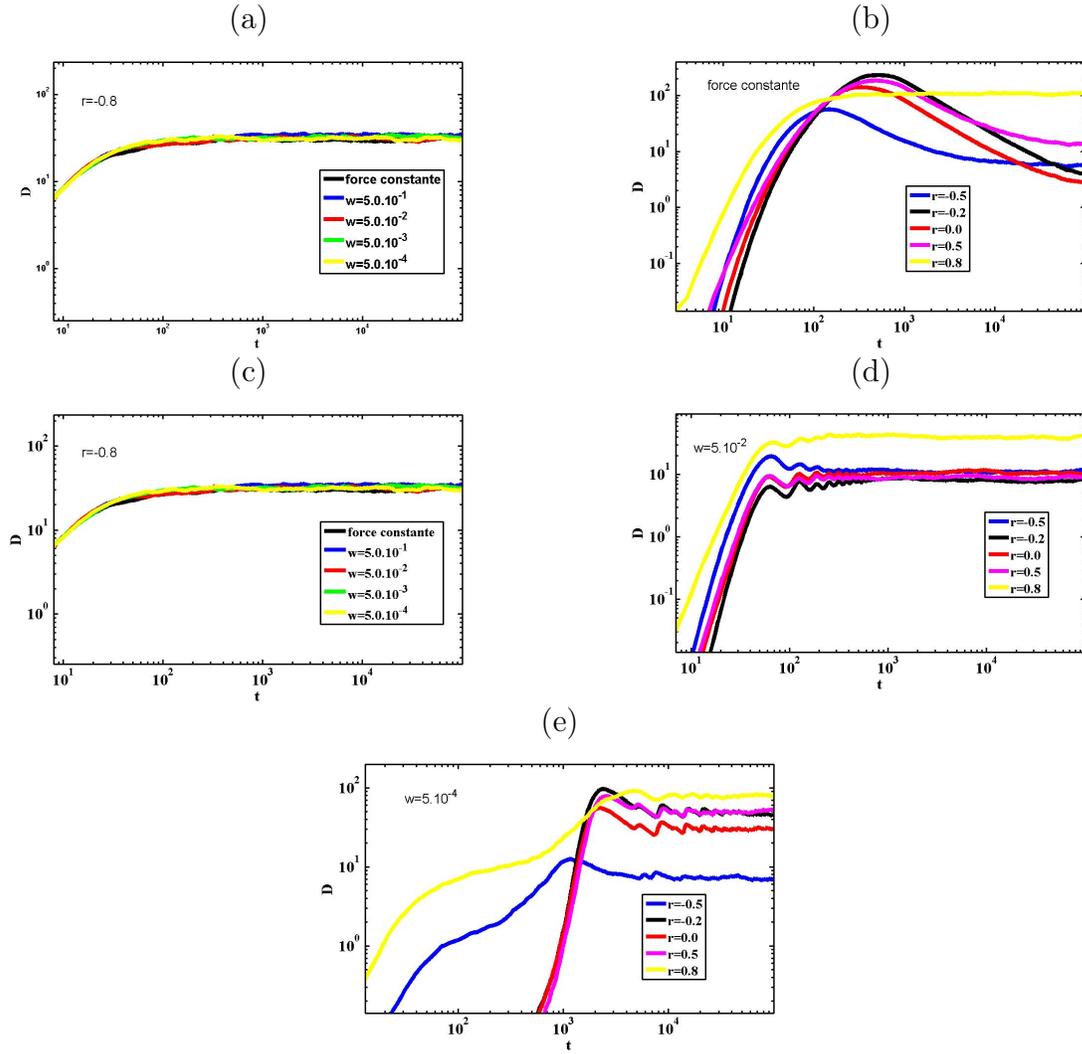


FIGURE 3.3 – Dépendance du coefficient de diffusion en fonction du temps pour une température constante $T_B = 0.25$ et le champ sinusoïdal externe d'amplitude constante $F_d = 0,15$. (a) La valeur du paramètre de forme est $r = -0.8$, les fréquences sont indiquées sur le graphique. (b) Le champ externe est constant ($\sin(wt) = 1$) et chaque courbe correspond au changement du paramètre de forme. Nous faisons également varier la fréquence (c) $w = 5.10^{-1}$, (d) $w = 5.10^{-2}$, et (e) $w = 5.10^{-4}$, respectivement.

3.4 Impact de la température sur le coefficient de diffusion.

Analysons maintenant l'effet de la température sur le coefficient de diffusion avec une fréquence sans dimension $w = 5.10^{-3}$. La figure 3.4(a) montre que la température affecte faiblement le coefficient de diffusion pour $r = -0.8$. Alors

que pour les autres paramètres de forme, la température influe fortement sur le coefficient de diffusion, elle augmente, commence à osciller et devient constante (voir figure 3.4(b) – 3.5(d)). Le coefficient de diffusion est maximum lorsque le potentiel présente des fonds plats séparés par de minces barrières ($r = 0.8$). En particulier, la température peut présenter une dépendance anormale au coefficient de diffusion, par exemple de $T_B = 0.09$ à $T_B = 0.3$, le coefficient de diffusion augmente et diminue de $T_B = 0.3$ à $T_B = 0.8$. Cette anomalie est observée pour $r = -0.5, -0.2, 0.0$ et 0.5 [22].

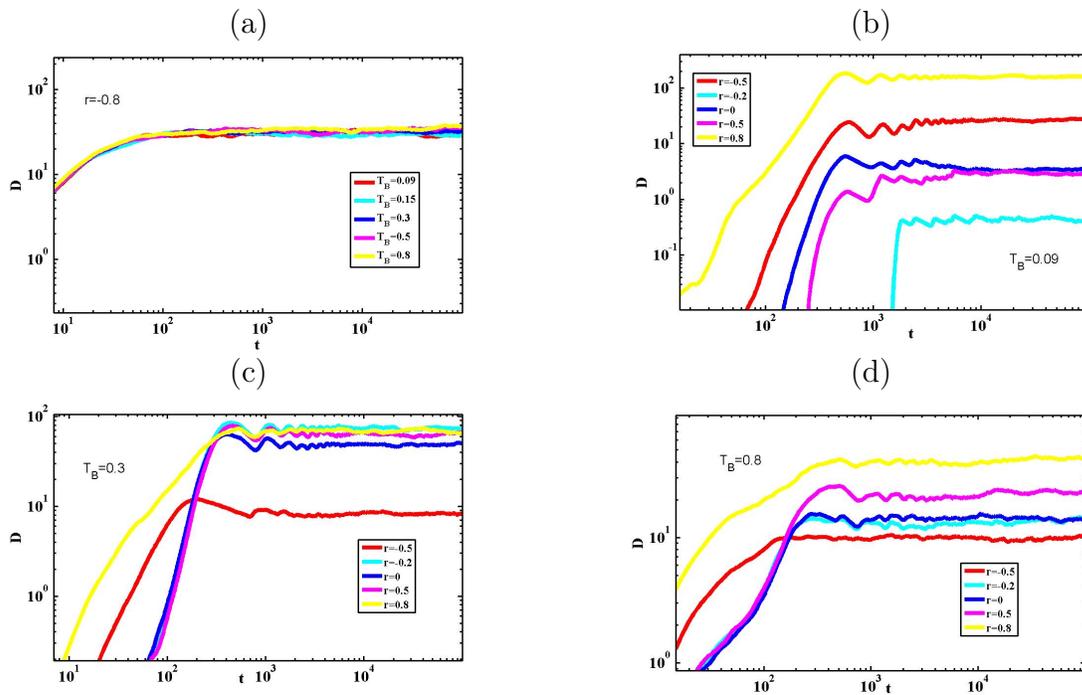


FIGURE 3.4 – Illustration du coefficient de diffusion en fonction du temps pour une fréquence du champ externe $w = 5 \cdot 10^{-3}$ et du champ sinusoïdal externe d’amplitude constante $F_d = 0, 15$. (a) La valeur du paramètre de forme est $r = -0.8$. Pour différents paramètres de forme indiqués sur les graphiques, les valeurs de la température sont (b) $T_B = 0.09$, (c) $T_B = 0.3$ et (d) $T_B = 0.8$.

3.5 Conclusion

Parvenu au terme de ce chapitre, qui avait pour but de mettre en exergue les résultats obtenus pour l'évolution de la vitesse moyenne en fonction du temps, du moyen du carré de déplacement et les coefficients de diffusions exprimés en fonction du temps et du champ de force, il en ressort que : les fonctions varient fortement suivant les valeurs du paramètre de forme, du champ de force, de la fréquence et de la température et cela nous a permis de mieux expliquer les phénomènes de transports et diffusions. On constate aussi que la température est un facteur important.

IMPLICATIONS PÉDAGOGIQUES SUR LE SYSTÈME
ENSEIGNEMENT-APPRENTISSAGE

4.1 Introduction

Par définition la pédagogie est la branche de l'éducation qui se préoccupe des méthodes d'enseignement et une implication est une action par laquelle on attribue à un système physique un certain nombre de rôle dans une affaire plus précisément dans le cadre de notre étude intitulée **Influence de la forme du substrat sur les phénomènes de transport et de diffusion**. La diffusion étant une notion qui fait intervenir plusieurs notions telles que : la convection, l'homogénéité et l'hétérogénéité, la dilution abordée à partir du premier et second cycle de l'enseignement général, l'enseignant devra trouver des méthodes et des moyens pour que la dite notion soit bien assimilée par les apprenants. La tâche qui lui incombe est considérée comme étant de plus en plus étendue et couvre notamment le développement individuel des enfants et des jeunes gens, la gestion du processus d'apprentissage en classe.

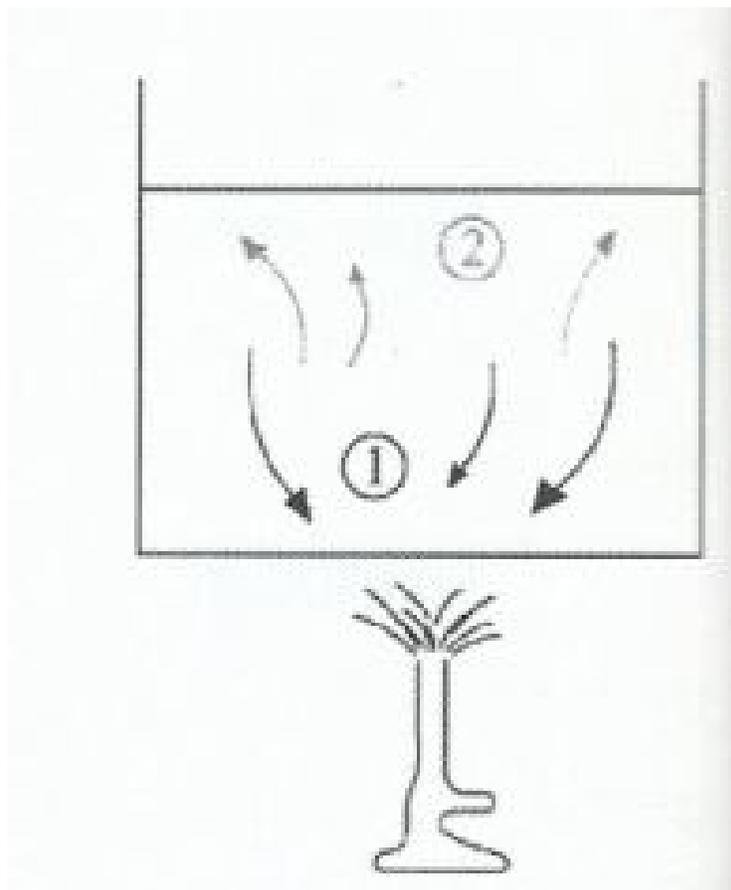
4.2 Intérêt didactique

La didactique est une discipline des sciences de l'éducation qui s'intéresse au contenu et aux difficultés que pose l'enseignement d'une matière. Pour mieux comprendre la didactique de notre sujet, il convient de présenter des activités qui l'impliquent directement dans certaines classes aux secondaires.

4.2.1 Implication en seconde : transfert par convection

Expérience : matériel et dispositif expérimental

Un récipient contenant de l'eau est placé au dessus de la flamme d'un brûleur (voir figure).



Observation : nous observations, au sein de l'eau des déplacements de matières formant des courants, dits de convection.

Conclusion

Lorsqu'on chauffe de l'eau contenu dans un récipient, la chaleur reçue par l'eau se propage de proche en proche au sein du liquide, du fond vers la surface jusqu'à ce que toute l'eau soit chaude. C'est la propagation de la chaleur par convection. Elle s'effectue essentiellement dans les fluides avec transfert de matière.

4.2.2 Implication en terminale : notions de cinétique chimique

Réaction lente

Une réaction est lente lorsqu'elle peut être suivie à l'oeil ou avec les instruments de mesure usuels pendant des minutes ou des heures. A titre d'activité on a l'oxydation des ions iodures par l'eau oxygénée. Lorsqu'on réalise un mélange à volumes égaux d'une solution d'iodure de potassium (KI) de concentration $C_r = 2,0 \cdot 10^{-1} mol.L^{-1}$ et d'eau d'oxygénée de concentration $C_0 = 1,0 \cdot 10^{-2} mol.L^{-1}$ à laquelle on a ajouté quelques gouttes d'acide sulfurique concentré. Après quelques minutes, le mélange initialement incolore acquiert une coloration jaune qui, en s'intensifiant, devient orangée, puis brune. Cette coloration est due à l'apparition progressive du diiode dans le milieu réactionnel. L'équation-bilan de la réaction s'écrit :



Il est donc possible de suivre l'évolution de la réaction par l'observation de la couleur.

Conclusion

En conclusion nous pouvons dire que l'action d'ajouter quelques d'acide sulfurique concentré dans la solution fait intervenir le mécanisme de diffusion qui n'est autre le déplacement des solutés du milieu le plus concentré en soluté vers le milieu le moins concentré en soluté jusqu'à égalité de concentration. De plus le fait d'attendre quelques minutes pour que le mélange s'intensifie nous permet juste de rendre la solution homogène.

4.3 Au niveau des enseignements

L'enseignement est de nos jours l'un des métiers les plus nobles car il participe à sa manière à une reconstruction d'une société plus consciente. L'enseignant se trouvant dans ce maillages à donc certaines responsabilités et devoirs. Il n'est plus question pour ce dernier de construire des notions basées sur la théories jadis mais amener dans une approche non plus objectives mais basée sur le savoir-faire.

4.4 Facteurs influençant les acquis des élèves.

De multiples facteurs influent sur les acquis des élèves parmi lesquels : les compétences, les attentes, la motivation et le comportement des élèves eux-mêmes, les ressources, les attitudes et le soutien des familles etc...

4.5 La qualité de l'enseignement est essentielle pour améliorer les acquis des élèves.

On s'accorde en général à dire que la « qualité de l'enseignant » est l'unique principale variable scolaire qui influe sur les résultats des élèves. Les diverses études s'accordent sur l'idée que la qualité des enseignants comprend de nombreux aspects importants dont ne rendent pas compte des indicateurs couramment utilisés tels que les diplômes, l'expérience et l'évaluation des compétences théoriques. Parmi les caractéristiques des enseignants qui sont difficiles de mesurer mais qui peuvent être cruciales pour les acquis des élèves figurent l'aptitude à transmettre des idées de façon claire et convaincantes, à créer un environnement pédagogique efficace pour différents types d'élèves à favoriser l'instauration de liens enrichissants entre l'enseignant et les élèves, à faire preuve d'enthousiasme et d'imagination et à travailler efficacement avec les collègues et les parents.

4.6 Conclusion

Parvenu au terme de nos travaux où il était question des implications pédagogiques de notre thématique à savoir effets potentiels de la forme du substrat sur les phénomènes de transport et de diffusion, il en ressort que l'enseignant à des lourdes responsabilités quant à la façon de dispenser ces notions assez délicates introduites à partir de premier et second cycle de l'enseignement général. Il en ressort également que le développement des méthodes d'enseignements plus concrètes, pratiques et dynamiques influent sur le choix et l'orientation de ce dernier dans le monde universitaire et professionnel.

Conclusion Générale et perspectives

Notre étude portait sur l'influence de la forme du substrat sur les phénomènes de transport et de diffusion. L'objectif principal de cette étude était de caractériser le processus de diffusion dans un potentiel déformable. Il en ressort que l'équation de Langevin est appropriée pour la modélisation dudit système; de cette équation, il vient que les fluctuations thermiques dues au couplage de la particule avec l'environnement sont modélisées par un bruit blanc gaussien de moyenne nulle, la fonction d'auto corrélation satisfait à la relation de fluctuation dissipation d'Einstein. Pour caractériser les propriétés de transport d'une particule, on définit le coefficient de diffusion et que ces coefficient décrivent les fluctuations autour de la position moyenne des particules. Nous notons que à partir de l'algorithme de quatrième ordre de Runge-Kutta développé par Kasdin et à l'aide du logiciel MATLAB on obtient des courbes; et cela nous permet de constater que la diffusion balistique, l'hyper diffusion et le transport sans dispersion apparaissent dans le régime de super transport et que la diffusion normale correspond au transport normal. Il est important de souligner que lorsque le potentiel à des puits nets séparées par des larges barrières ($r = -0.8$), les paramètres du système tels que la température, le champ externe et la fréquence du champ externe affectent faiblement le déplacement et la diffusion quadratique moyenne. On note

aussi que pour un champ externe constant, le coefficient de diffusion présente la forme de résonance pour certaines valeurs du paramètre r , la diffusion augmente puis oscille pour devenir constante à très long terme; il en résulte que la particule continuera à fonctionner avant d'être ralenti par la perte d'énergie et cela s'explique par l'augmentation brusque de courbes de diffusion à bas temps. De plus on remarque que le coefficient de diffusion est maximum lorsque le potentiel présente des fonds plats séparés par des minces barrières et que la température présente souvent une dépendance anormale du coefficient de diffusion. Globalement, le type de diffusion peut changer en raison de certains effets externes et pour la modélisation du système, il serait nécessaire de prendre en compte leur géométrie.

En perspective, nous avons pour projet :

- Simuler l'apparition et la diffusion des spores sous l'effet quantique pour un substrat déformable.
- Modéliser le processus de diffusion anormale pour les matériaux doué de mémoire sous l'influence d'un substrat du RP.
- Appliquer cette étude en biologie.

Bibliographie

- [1] J. C. Latorre, G. A. Pavliotis and P. R. Kramer, Corrections to Einstein's relation for Brownian motion in a tilted periodic potential, *J. Stat. Phys.* 154 (2013) 776-803.
- [2] B. Lindner, Diffusion coefficient of a Brownian particle with a friction function given by a power law, *J. Stat. Phys.* 130 (2008) 523-533.
- [3] S.A. Einstein, On the movement of small particles suspended in stationary liquids required by the molecular-kinetic theory of heat, *Ann. Phys.* 17 (1905) 549-560.
- [4] B. Lindner, M. Kostur and L. Schimansky-Geier, Optimal diffusive transport in a tilted periodic potential, *Fluct. Noise Lett.* 1 (2001) R25.
- [5] N. Agudov and A. Sofonov, Acceleration of diffusion in subcritically tilted periodic potentials, *Fluct. Noise Lett.* 18 (2005) L283-L290.
- [6] T. Ott and M. Bonitz, Is Diffusion anomalous in two-dimensional Yukawa liquids? *Phys. Rev. Lett.* 103 (2009) 195001.
- [7] M. Peyrard and M. Remoissenet, Solitonlike excitations in a one dimensional atomic chain with a nonlinear deformable substrate potential, *Phys. Rev. B* 26 (1982) 2884-2886
- [8] <http://www.google.cm/Diffusion>
- [9] www.biblio-scientifique.net/ Modèles aléatoire et physique probabiliste.
- [10] <https://fr.google.cm/google/pdf/> phénomène de transport en biologie.
- [11] *Transport Phenomena* R.B. Bird, W.E. Stewart, E.N. Lightfoot J. Wiley, New York, 2nd edition (2002)
- [12] *Chemical Engineering Fundamentals in Biological Systems Multimedia Modules* S. M. Montgomery, J. J. Linderman, D. J. Mooney, M. A. Burns, H.Y. Wang, H.S. Fogler Multimedia Educational Laboratory, Chemical Engineering Department, University of Michigan

- [13] [http://www.google.cm/wikipedia/origine de la diffusion](http://www.google.cm/wikipedia/origine%20de%20la%20diffusion)
- [14] pdf2star-1380877627-these(1);présentée à l'Université d'Avignon et des Pays de Vaucluse pour l'obtention du grade de Docteur :Modèle fractionnaire pour la sous-diffusion :version stochastique et edp par Solonjaka Hiarintsoa RAKOTONASY
- [15] Alain M.Dikandé and Timoléon C. Kofané, Classical-statistical mechanics of kink-bearing deformable systems continuum study and lattice discreteness correction. Vol. 89,No3, pp. 283-288, 1994 Elsevier science Ltd
- [16] <http://www.google.cm/> thèse de doctorat :Influence de l'environnement cytoplasmique sur la diffusion et la stabilité des protéines. Stéphane Longeville Laboratoire Léon Brillouin CEA-Saclay
- [17] M. Peyrard and M. Remoissenet, Solitonlike excitations in a one dimensional atomic chain with a nonlinear deformable substrate potential, Phys. Rev. B 26 (1982) 2884-2886.
- [18] Serge Bruno Yamgoué*, Timoléon Crépin Kofané Dynamics of driven coupled oscillators with shape deformable potential. Chaos, Solitons and Fractals 15 (2003) 119-129
- [19] Jaffar Hasnain,Swetlana Jungblut and Christopher Dellago,Dynamic phases of colloidal monolayers sliding on commensurate substrates,(2013); Eric Dickson,les colloïdes alimentaires,Editions Masson,(1996)
- [20] G. Djuidjé Kenmoé and T.C. Kofané Frictional stick-slip dynamics in a non-sinusoidal Remoissenet-Peyrard potential Eur. Phys. J. B 55, 347-354 (2007); www.elsevier.com/locate/chaos
- [21] André Marie Fopossi Mbemmo1, Germaine Djuidjé Kenmoé, and Timoléon Crépin Kofané Anomalous transport and diffusion phenomena induced by biharmonic forces in deformable potential systems.Eur. Phys. J. B (2016) 89 : 211
- [22] A. M. Fopossi Mbemmo, G. Djuidjé Kenmoé and T. C. Kofané Shape Potential Effects on Transport and Diffusion Phenomena. January 24, 2017 15 :48 WSPC/S0219-4775 167-FNL 1750011
- [23] [http :](http://)Christian Ngô, Hélène Ngô. Physique statistique Introduction deuxième édition DUNOD
- [24] N. Kasdin, Runge-Kutta algorithm for the numerical integration of stochastic differential equations, J. Guid. Control Dyn. 18 (1995) 114.
- [25] J. M. Sancho and A. M. Lacasta, The rich phenomenology of Brownian particles in nonlinear potential landscapes, Eur. Phys. J. 187 (2010) 49-62.

- [26] I. G. Marchenko and I. I. Marchenko, Diffusion in the systems with low dissipation : Exponential growth with temperature drop, *Europhys. Lett.* 100 (2012) 50005.