

INSTITUT FRESNEL

PATRICK C. CHAUMET

DANIEL SENTENAC

ANNE SENTENAC

IFDDA

Idiot Friendly Discrete Dipole
Approximation

version : 2.5.3

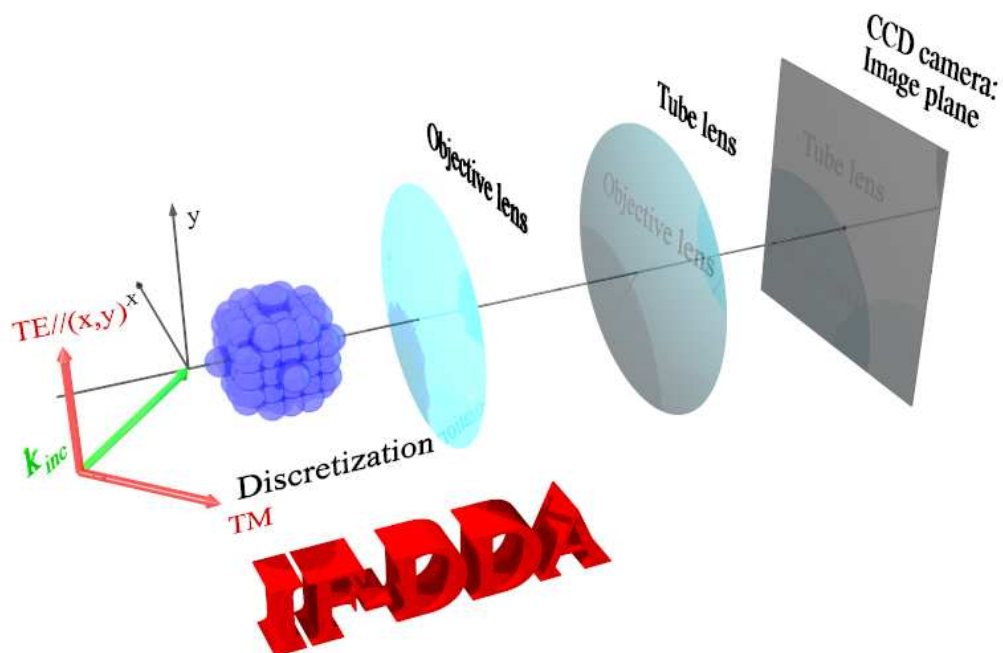


Table des matières

Liste des figures	v
1 Généralités	1
1.1 Introduction	1
1.2 Le principe de la DDA	2
1.3 Un mot sur le code	4
1.4 Comment compiler le code	4
1.4.1 CPU	4
1.4.2 GPU	5
1.5 Un mot sur les auteurs	6
1.6 Un mot sur la licence	6
1.7 Comment citer le code	6
2 Méthodes approchées	8
2.1 Introduction	8
2.2 Les différentes méthodes approchées utilisées dans le code . .	10
2.2.1 Born	10
2.2.2 Born renormalisé	11
2.2.3 Born à l'ordre 1	11
2.2.4 Rytov	11
2.2.5 Rytov renormalisé	12
2.2.6 Méthode de propagation du faisceau (BPM)	12
2.2.7 Méthode de propagation du faisceau renormalisée (BPM) .	12
2.2.8 Approximation scalaire classique	13
2.2.9 Approximation scalaire revisitée	13
2.2.10 Approximation de Born multicouche	13
2.2.10.1 MLB vectoriel	14
2.2.10.2 MLB avec la réflexion	15
2.2.10.3 Résumé des différentes possibilités avec la MLB . .	16

3	Détails numériques	17
3.1	Polarisabilité	17
3.2	Correction au tenseur de susceptibilité	18
3.3	Fonction de Green filtrée	19
3.4	Résoudre le système d'équation linéaire	19
3.5	Changement de l'estimée initiale	20
3.6	Préconditionnement du système d'équations linéaires	20
3.7	Les options choisies par défaut et comment les changer	21
4	Démarrage et gestion des configurations	22
4.1	Introduction	22
4.2	Création et sauvegarde d'une nouvelle configuration	22
4.3	Gestion des configurations	23
5	Propriétés de l'illumination	24
5.1	Introduction	24
5.2	Le type de faisceau	25
5.2.1	Introduction	25
5.2.2	Linear plane wave	26
5.2.3	Circular plane wave	26
5.2.4	Multiplane wave	27
5.2.5	Antenna	27
5.2.6	Tenseur de Green dans l'objet	27
5.2.7	Linear Gaussian	28
5.2.8	Circular Gaussian	29
5.2.9	Circular and linear Gaussian (FFT)	29
5.2.10	Linear Gaussian (para)	29
5.2.11	Circular Gaussian (para)	30
5.2.12	Speckle $k_z > 0$	30
5.2.13	Speckle	31
5.2.14	Eclairement par un microscope Confocale pour $k_z > 0$	31
5.2.15	Eclairement par un microscope confocal complet	31
5.2.16	Arbitrary wave	31
6	Définition de l'objet	33
6.1	Introduction	33
6.2	Type d'objet	34
6.2.1	Sphère	34
6.2.2	Sphère inhomogène	35
6.2.3	Sphères aléatoires (longueur)	35
6.2.4	Sphères aléatoires (maillage)	35
6.2.5	Cube	36
6.2.6	Parallélépipède (longueur)	36
6.2.7	Parallélépipède (maille)	36

6.2.8	Parallélépipède inhomogène (longueur)	36
6.2.9	Parallélépipède inhomogène (maille)	37
6.2.10	Ellipse	37
6.2.11	Plusieurs sphères définies par l'utilisateur	37
6.2.12	Plusieurs sphères définies par l'utilisateur entourées pas des sphères aléatoires	37
6.2.13	Cylindre	39
6.2.14	Sphères concentriques	39
6.2.15	Objet arbitraire	39
6.3	Choisir la permittivité relative	40
6.4	Choisir la discrétisation	41
7	Etude possible avec le code	42
7.1	Introduction	42
7.2	Etude en champ lointain	43
7.3	Microscopy	45
7.4	Microscope confocal	48
7.5	Etude en champ proche	50
7.6	Force et couple optique	51
8	Représentation des résultats	53
8.1	Introduction	53
8.2	Sorties numériques	53
8.3	Graphiques	54
8.3.1	Plot epsilon/dipoles	54
8.3.2	Champ lointain et microscopie	54
8.3.2.1	Plot Poynting	54
8.3.2.2	Plot microscopy	55
8.3.3	Etude du Champ proche	55
8.3.4	Force et couple optique	55
9	Fichiers de sortie pour matlab, octave, scilab,...	57
9.1	Introduction	57
9.2	Liste de tous les fichiers de sortie	58
9.3	Liste des noms des figures créés par ifdda.m	60
10	Quelques exemples	62
10.1	Introduction	62
10.2	Test1	62
10.3	Test2	67
10.4	Test3	72
10.5	Test4	74
	Bibliographie	77

Table des figures

1.1	Principe de la DDA : l'objet à étudier (à gauche) est discrétisé en un ensemble de petits dipôles (à droite).	2
2.1	Schéma de principe de la MLB. Un champ incident arrive sur la couche k . Le champ à la couche $k + 1$ est alors la somme du champ incident se propageant de la couche k à $k + 1$ et du champ incident rayonné par les éléments de la couche k sur la couche $k + 1$	14
2.2	Schéma de la MLB en réflexion. Le champ se propageant dans la direction $k_z < 0$ à la couche k est la somme de trois composantes : le champ rayonné par les dipôles de la couche $k + 1$ dû au champ se propageant en $k_z > 0$ (rouge) ; le champ incident se propageant dans la direction $k_z < 0$ (bleu) ; le champ rayonné par les dipôles de la couche $k + 1$ dû à ce champ incident (bleu).	15
5.1	Définition de la direction du faisceau	25
5.2	Définition de la polarisation du faisceau.	26
6.1	Définition des angles d'Euler selon la convention $Z - X - Z$. Schéma pris sur wikipédia.	34
6.2	Présentation des champs pour le cas de 2 sphères de rayons 500 et 300 nm entourées de petites sphères de 100 nm de rayons distribuées aléatoirement avec un cube de $2 \mu\text{m}$ de côté centré sur l'origine. En dessous on a tracé la permittivité relative dans le plan $y = 0$	38
7.1	Schéma simplifié du microscope. Le foyer objet de la lentille objectif est à l'origine du repère. L'axe de la lentille est confondu avec l'axe z et du côté des z positifs.	45

7.2	Différents masques dans le domaine de Fourier pour l'illumination pour simuler différents types de microscope. (a) Eclairement dans un cône d'ouverture NA. (b) Eclairement dans un cône d'ouverture NA- $NA_{\text{centralouverture}}$. (c) Eclairement selon les génératrices d'un cône d'ouverture NA. (d) Eclairement dans une pupille d'ouverture NA centrée sur le point $(k_x/k_0, k_y/k_0)$	48
10.1	Test1 : configuration choisie. La permittivité relative est de 1.5 et la sphère d'un de rayon 200 nm.	63
10.2	Module du champ local dans le plan (x, y)	64
10.3	Module du champ macroscopique dans le plan (x, y)	65
10.4	Champ rayonné par l'objet.	66
10.5	Force optique dans la plan (x, y) et en trois D.	66
10.6	Couple optique dans la plan (x, y) et en trois D.	67
10.7	Microscopie en transmission : Module du champ diffracté dans le domaine de Fourier (gauche), module du champ diffracté dans le plan image (milieu), et module du champ total dans le plan image (droite).	67
10.8	Test2 : configuration choisie. La permittivité relative est de 1.5.	68
10.9	Représentation tridimensionnelle de l'objet (gauche) et carte de permittivité dans le plan (x, y) (droite).	68
10.10	Module du champ incident dans le plan (x, y)	69
10.11	Module du champ local dans le plan (x, y)	70
10.12	Module du champ macroscopique dans le plan (x, y)	71
10.13	Champ rayonné par l'objet.	71
10.14	Microscopie en réflexion : Module du champ diffracté dans le domaine de Fourier (gauche), module du champ diffracté dans le plan image (droite).	72
10.15	Test3 : configuration choisie. La permittivité relative est de 1.5 et la sphère d'un rayon de 500 nm.	73
10.16	Microscopie en transmission : incident pris pour créer l'image (gauche). Module du champ diffracté dans le plan image (milieu), module du champ total dans le plan image (droite).	74
10.17	Test4 : configuration choisie. La permittivité relative est de 1.5 et la sphère d'un rayon de 500 nm.	75
10.18	Microscopie en réflexion : incident pris pour créer l'image (gauche). Module du champ diffracté dans le plan image (droite).	76

Généralités

Sommaire

1.1 Introduction	1
1.2 Le principe de la DDA	2
1.3 Un mot sur le code	4
1.4 Comment compiler le code	4
1.4.1 CPU	4
1.4.2 GPU	5
1.5 Un mot sur les auteurs	6
1.6 Un mot sur la licence	6
1.7 Comment citer le code	6

1.1 Introduction

Ce logiciel permet de calculer la diffraction d'une onde électromagnétique par un objet tridimensionnel. Cette interaction est prise en compte rigoureusement par la résolution des équations de Maxwell, mais peut aussi le faire par des méthodes approchées telles que l'approximation de Born, Rytov, la BPM ou encore différentes formes d'approximation scalaire. Le code par une interface conviviale à base de menus déroulants permet de choisir des objets canoniques (sphère, cube, ellipsoïde,...) ainsi que des ondes incidentes prédéfinies (onde plane, faisceau Gaussien,...) ainsi que des objets et incidents arbitraires. Après par des menus déroulants, il est facile d'étudier les sections efficaces, les forces et couples optiques, la diffraction champ proche et champ lointain ainsi que la microscopie.

A noter qu'il existe de nombreuses méthodes permettant d'étudier la diffraction d'une onde électromagnétique par un objet de forme et de permittivité relative arbitraires. Nous n'allons pas faire ici une liste exhaustive de ces méthodes, mais le lecteur intéressé peut se reporter à l'article de F.

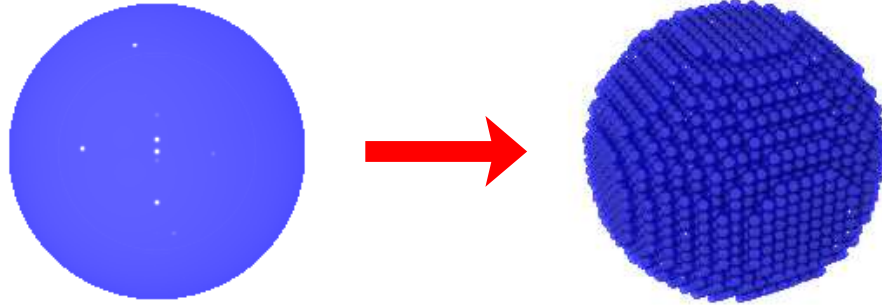


Figure 1.1 : *Principe de la DDA : l'objet à étudier (à gauche) est discrétisé en un ensemble de petits dipôles (à droite).*

M. Kahnert qui détaille les forces et les faiblesses des méthodes les plus usuelles.¹

La méthode que nous utilisons s'appelle la méthode des dipôles couplés (CDM) ou "dipole discret approximation" (DDA). Cette méthode, dite volumique car le champ diffracté est obtenu à partir d'une intégrale dont le support est le volume de l'objet considéré, a été introduite par E. M. Purcell et C. R. Pennypacker en 1973 pour étudier la diffusion de la lumière par des grains dans le milieu interstellaire.² La DDA a été par la suite étendue à des objets en présence d'un substrat plan ou dans un système multicouche, voir par exemple Ref. [3]. Nous nous sommes attachés ces dernières années, à d'une part étendre la DDA à des géométries plus complexes (réseaux avec ou sans défaut), et d'autre part à augmenter sa précision. Ces améliorations confèrent à ce chapitre un côté un peu technique, mais elles voient leurs applications dans les chapitres suivants. Mais avant d'étudier plus en détails les dernières avancées de la DDA, rappelons d'abord son principe.

1.2 Le principe de la DDA

Nous présentons dans ce paragraphe la DDA d'une manière volontairement simpliste. Soit un objet de forme et de permittivité relative arbitraires dans un espace homogène, que nous supposons ici être le vide. Cet objet est soumis à une onde électromagnétique incidente de longueur d'onde λ ($k_0 = 2\pi/\lambda$). Le principe de la DDA consiste à représenter l'objet en un ensemble de N petits cubes d'arête a [par petits, nous entendons plus petits que la longueur d'onde dans l'objet : $a \ll \lambda/\sqrt{\varepsilon}$ (Fig. 1.1)]. Chacun des petits cubes sous l'action de l'onde incidente va se polariser, et donc acquérir un moment dipolaire, dont la valeur va dépendre du champ incident et de son

interaction avec ses voisins. Le champ local à la position d'un dipôle localisé en $\mathbf{r}_i$, $\mathbf{E}(\mathbf{r}_i)$, est, en l'absence de lui-même, la somme de l'onde incidente et du champ rayonné par les $N - 1$ autres dipôles :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}_i) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}_i) + \sum_{j=1, i \neq j}^N \mathbf{T}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j) \alpha(\mathbf{r}_j) \mathbf{E}(\mathbf{r}_j). \quad (1.1)$$

$\mathbf{E}_0$ est le champ incident, $\mathbf{T}$ la susceptibilité linéaire du champ en espace homogène :

$$\mathbf{T}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j) = e^{ik_0 r} \left[\left(3 \frac{\mathbf{r} \otimes \mathbf{r}}{r^2} - \mathbf{I} \right) \left(\frac{1}{r^3} - \frac{ik_0}{r^2} \right) + \left(\mathbf{I} - \frac{\mathbf{r} \otimes \mathbf{r}}{r^2} \right) \frac{k_0^2}{r} \right] \quad (1.2)$$

avec $\mathbf{I}$ la matrice unité et $\mathbf{r} = \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j$. α est la polarisabilité de chaque élément de discrétisation obtenue à partir de la relation de Clausius-Mossotti. Notons que la polarisabilité α , pour respecter le théorème optique, se doit de contenir un terme dit de réaction de rayonnement.⁴ L'Eq. (1.1) est vraie pour $i = 1, \dots, N$, et représente donc un système de $3N$ équations linéaires à résoudre, les champs locaux, $\mathbf{E}(\mathbf{r}_i)$, étant les inconnus. Une fois le système d'équations linéaires résolu, le champ diffusé par l'objet à une position $\mathbf{r}$ arbitraire, est obtenu en faisant la somme de tous les champs rayonnés par chacun des dipôles :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \sum_{j=1}^N \mathbf{T}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_j) \alpha(\mathbf{r}_j) \mathbf{E}(\mathbf{r}_j). \quad (1.3)$$

Quand l'objet est en présence d'un substrat plan, ou dans un multicouche, il suffit de remplacer $\mathbf{T}$, par la susceptibilité linéaire du champ du système de référence.

Nous venons de présenter la DDA telle que l'ont présentée E. M. Purcell and C. R. Pennypacker.² Notons qu'une autre méthode très proche de la DDA existe. Cette méthode, dite méthode des moments, part de l'équation intégrale de Lippman Schwinger, est, moyennant quelques hypothèses, strictement identique à la DDA. La démonstration de l'équivalence entre ces deux méthodes étant un peu technique, elle est explicitée dans la Ref. 5.

Les avantages de la DDA sont qu'elle est applicable à des objets de forme arbitraire, inhomogène (chose difficilement réalisable dans le cas de méthode surfacique), et anisotrope (la polarisabilité associée aux éléments de discrétisation devient alors tensorielle). La condition d'onde sortante est automatiquement satisfaite à travers la susceptibilité linéaire du champ. Notons enfin, que seul l'objet est discrétisé, contrairement aux méthodes de différences finies et éléments finis.¹

L'inconvénient majeur de la DDA consiste en une croissance rapide du temps de calcul avec l'augmentation du nombre d'éléments de discrétisation,

i.e., l'augmentation de la taille du système d'équations linéaires à résoudre. Il existe des moyens pour accélérer la résolution d'un système d'équations linéaires de très grande taille, telle que la méthode des gradients conjugués, mais malgré tout, des valeurs de $N > 10^6$ en espace homogène sont difficiles à traiter. A noter que la DDA ne peut pas traiter des métaux parfait ou des matériaux ayant des indices optiques très forts.

1.3 Un mot sur le code

Le code est pensé pour avoir une interface conviviale afin que tout le monde puisse l'utiliser sans problème y compris des non spécialistes. Ceci permet alors à des étudiants de premier cycle d'étudier par exemple les bases de la microscopie (critère de Rayleigh, notion d'ouverture numérique,...) ou de la diffraction sans aucun problème ; et à des chercheurs, typiquement des biologistes, n'ayant aucune notion des équations de Maxwell de simuler ce que donne un microscope (brightfield, microscope de phase, champ sombre, confocal, ...) en fonction des paramètres usuels et de l'objet. Néanmoins, ce code peut aussi servir à des physiciens spécialistes de l'électromagnétisme à travers, par exemple, de calculs de forces optiques, de diffraction, de sections efficaces, de champ proche et ceci avec de nombreux types de faisceaux incidents et différentes méthodes de calculs du champ électromagnétique.

Le code présente donc par défaut une interface simple où tous les détails numériques sont cachés et où de nombreuses options sont alors choisies par défaut. Mais il est facile d'accéder à tous les possibilités de code en cochant l'option interface avancée. Ce guide utilisateur explique le fonctionnement de l'interface avancée en commençant par les différents approches utilisées par le code pour résoudre les équations de Maxwell.

A noter que la convivialité du code est faite au détriment de l'optimisation de la RAM et le code peut donc être gourmand en mémoire pour les gros objets.

1.4 Comment compiler le code

1.4.1 CPU

Pour faire tourner le code sur un système linux il est nécessaire d'avoir installé les paquets suivants : qt, qt-devel, gcc-c++ et gfortran, ainsi que les bibliothèques blas et lapack. La version de Qt utilisée est la version 6. Noter qu'il y a quatre versions du code, la première en séquentielle qui utilise FFT singleton, la deuxième en parallèle et qui utilise FFTW (Fast Fourier Transform in the west) et qui nécessite openmp version 4.5 minimum, la troisième qui utilise en plus le format HDF5 pour sauvegarder les données dans un seul fichier binaire. AL quatrième permet de passer en simple

précision pour avoir des tableaux qui prennent moins de place et des calculs plus rapides. Par défaut le code est compilé sans HDF5 et FFTW ce qui donne donc un code avec des FFT plus lentes et qui n'est pas parallélisé et une écriture des datas forcément en ascii.

Étape	qmake	Commande
Code par défaut	qmake	make cp cdm/cdm bin/cdm
Code avec FFTW	qmake "CONFIG+=fftw"	
Code avec FFTW et HDF5	qmake "CONFIG+=fftw hdf5"	
Code avec FFTW et HDF5 en simple précision	qmake "CONFIG+=fftw hdf5 simp"	

Puis pour lancer le code, taper, cd bin, puis ./cdm.

Sur linux la version avec FFTW nécessite d'installer les packages FFTW avec par exemple "dnf install *fftw*". Pour la version qui utilise en plus HDF5 il faut installer en plus les packages suivant "dnf install hdf hdf5 hdf5-static hdf5-devel".

Le code s'installe aussi sous windows, mais la version parallèle nécessite évidemment d'installer FFTW sur windows.

A noter que le code peut s'installer sans l'interface graphique. Il faut aller dans le directory tests, et après faire ./comp (ou ./compfftw ou ./compfftw hdf5 suivant les paquets installés), il s'installe alors dans les quatres directories tests quatre executables correspondant chacun à une configuration. Il est bien clair qu'il faut pour changer la configuration aller dans le code main.f et changer les options dans le fortran, ce qui est plus délicat qu'avec l'interface graphique, mais permet de faire tourner le code sans Qt.

1.4.2 GPU

Le code peut aussi tourner sur le GPU. Dans ce cas la compilation s'effectue avec :

- qmake "CONFIG+=fftw hdf5 gpu"
- make
- cp cdm/cdm bin/cdm
- cd bin
- ./cdm

Attention, pour utiliser le GPU, il faut avoir une carte NVIDIA qui permette le GPU, ainsi que le compilateur nvcc avec CUDA installé.

On peut aussi utiliser CUDA en simple précision ce qui permet de gagner encore un facteur entre 3 ou 4 en vitesse (on gagne aussi en RAM évidemment).

Attention dans ce cas là, de ne pas demander une tolérance plus basse que 10^{-4} . Dans ce cas on fait : `qmake "CONFIG+=fftw hdf5 gpu simp"`.

A noter que toutes les méthodes itératives ne sont pas implémentées. Une aide importante a été réalisée par M. Gross pour passer une partie du code en CUDA.

1.5 Un mot sur les auteurs

- P. C. Chaumet est professeur des universités à l’Institut Fresnel de l’Université d’Aix-Marseille et s’occupe du développement du code source fortran et de l’interface.
- A. Sentenac est directrice de recherche au CNRS et travaille à l’Institut Fresnel de l’Université d’Aix-Marseille et participe au développement du code sur ce qui est lié à la diffraction champ lointain et la microscopie.
- D. Sentenac de l’European Gravitational Observatory en Italie développe l’interface conviviale du code en C++ et Qt.

1.6 Un mot sur la licence

La licence est non commerciale : ShareAlike 4.0 International 4.0 International (CC BY-NC-SA 4.0)

Vous êtes libre de :

- partager, copier et redistribuer.
- adapter, changer et construire dessus.

Vous devez sous cette licence suivre les conditions suivantes :

- Attribution - Vous devez citer les auteurs en cas d’utilisation du code et indiquer si des changements ont été faits.
- NonCommercial - Vous ne pouvez pas utiliser le code dans un but commercial.
- ShareAlike - Si vous transformez le code ou l’utilisez dans d’autres codes vous devez citer les auteurs et distribuez votre contribution sous la même licence que l’original.

1.7 Comment citer le code

- Si seuls les fonctions de base du code sont utilisées :
P. C. CHAUMET, D. SENTENAC, G. MAIRE, M. RASEDUJJAMAN, T. ZHANG and A. SENTENAC,
IFDDA, an easy-to-use code for simulating the field scattered by 3D inhomogeneous objects in a stratified medium : tutorial.
J. Opt. Soc. Am. A **38**, 1841 (2021).

- Si la microscopie est utilisée.
S. KHADIR, P. C. CHAUMET, G. BAFFOU and A. SENTENAC, *Quantitative model of the image of a radiating dipole through a microscope*, J. Opt. Soc. Am. A **36**, 478 (2019).
- Si le calcul des forces optiques est utilisé alors :
P.C. CHAUMET, A. RAHMANI, A. SENTENAC, and G. W. BRYANT, *Efficient computation of optical forces with the coupled dipole method*. Phys. Rev. E **72**, 046708 (2005).
- Si le calcul des couples optique est utilisé :
P. C. CHAUMET and C. BILLAudeau, *Coupled dipole method to compute optical torque : Application to a micropropeller*. J. Appl. Phys. **101**, 023106 (2007).
- Si le faisceau Gaussien rigoureux est utilisé :
P. C. CHAUMET, *Fully vectorial highly non paraxial beam close to the waist*. J. Opt. Soc. Am. A **23**, 3197 (2006).

Méthodes approchées

Sommaire

2.1 Introduction	8
2.2 Les différentes méthodes approchées utilisées dans le code	10
2.2.1 Born	10
2.2.2 Born renormalisé	11
2.2.3 Born à l'ordre 1	11
2.2.4 Rytov	11
2.2.5 Rytov renormalisé	12
2.2.6 Méthode de propagation du faisceau (BPM)	12
2.2.7 Méthode de propagation du faisceau renormalisée (BPM)	12
2.2.8 Approximation scalaire classique	13
2.2.9 Approximation scalaire revisitée	13
2.2.10 Approximation de Born multicouche	13
2.2.10.1 MLB vectoriel	14
2.2.10.2 MLB avec la réflexion	15
2.2.10.3 Résumé des différentes possibilités avec la MLB	16

2.1 Introduction

Dans le chapitre précédent nous avons présenté la DDA par une approche simplifiée où l'objet est un ensemble de petits dipôles rayonnant. Dans une approche plus rigoureuse nous partons des équations de Maxwell en unité Gaussienne :

$$\nabla \times \mathbf{E}^m(\mathbf{r}) = i\frac{\omega}{c}\mathbf{B}(\mathbf{r}) \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{B}(\mathbf{r}) = -i\frac{\omega}{c}\varepsilon(\mathbf{r})\mathbf{E}^m(\mathbf{r}), \quad (2.2)$$

où $\varepsilon(\mathbf{r})$ est la permittivité relative de l'objet et $\mathbf{E}^m$ le champ total dans l'objet. En dehors de l'objet nous avons la même relation avec $\varepsilon = 1$. Ceci nous donne l'équation de propagation suivante pour le champ électrique :

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}^m(\mathbf{r})) = \varepsilon(\mathbf{r})k_0^2 \mathbf{E}^m(\mathbf{r}), \quad (2.3)$$

avec $k_0 = \omega^2/c^2$. En utilisant la relation $\varepsilon = 1 + 4\pi\chi$ avec χ la susceptibilité linéaire électrique nous avons :

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}^m(\mathbf{r})) - k_0^2 \mathbf{E}^m(\mathbf{r}) = 4\pi\chi(\mathbf{r})k_0^2 \mathbf{E}^m(\mathbf{r}). \quad (2.4)$$

La solution de cette équation sans second membre est le champ incident et correspond donc au milieu de référence, c'est à dire le milieu en l'absence de l'objet étudié ($\chi = 0$), dans notre cas le vide. Pour résoudre cette équation avec second membre on cherche la fonction de Green solution de

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{T}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')) - k_0^2 \mathbf{T}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = 4\pi k_0^2 \mathbf{I} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'). \quad (2.5)$$

La solution finale est donc :

$$\mathbf{E}^m(\mathbf{r}) = \mathbf{E}^0(\mathbf{r}) + \int_{\Omega} \mathbf{T}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \chi(\mathbf{r}') \mathbf{E}^m(\mathbf{r}') d\mathbf{r}', \quad (2.6)$$

avec $\mathbf{E}^0$ le champ incident solution de l'Eq. (2.4) sans second membre et Ω le volume correspondant au support de l'objet étudié. Quand on résout l'équation dans l'objet, le champ total correspond donc au champ macroscopique dans l'objet. Pour résoudre cette équation on discrétise l'objet en un ensemble de N éléments de forme cubique ayant une arête de taille d et l'intégrale Ω sur l'objet est donc décomposée en une somme d'intégrale sur chacun des éléments de discrétisation de volume $V_j = d^3$:

$$\mathbf{E}^m(\mathbf{r}_i) = \mathbf{E}^0(\mathbf{r}_i) + \sum_{j=1}^N \int_{V_j} \mathbf{T}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}') \chi(\mathbf{r}') \mathbf{E}^m(\mathbf{r}') d\mathbf{r}', \quad (2.7)$$

En supposant le champ, la fonction Green et la permittivité constants dans la maille, nous obtenons :

$$\mathbf{E}^m(\mathbf{r}_i) = \mathbf{E}^0(\mathbf{r}_i) + \sum_{j=1, j \neq i}^N \mathbf{T}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j) \chi(\mathbf{r}_j) \mathbf{E}^m(\mathbf{r}_j) d^3. \quad (2.8)$$

En utilisant, en première approximation (c'est à dire que la réaction de rayonnement est négligée, mais la prendre en compte ne changerait pas les raisonnements qui suivent), le fait que $\int_{V_i} \mathbf{T}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}') d\mathbf{r}' = -4\pi/3$, voir Ref. 6, pour plus de détails, nous avons :

$$\mathbf{E}^m(\mathbf{r}_i) = \mathbf{E}^0(\mathbf{r}_i) + \sum_{j=1, j \neq i}^N \mathbf{T}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j) \chi(\mathbf{r}_j) d^3 \mathbf{E}^m(\mathbf{r}_j) - \frac{4\pi}{3} \chi(\mathbf{r}_i) \mathbf{E}^m(\mathbf{r}_i). \quad (2.9)$$

En passant toutes les dépendances en i à gauche de la relation nous avons au final :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}_i) = \mathbf{E}^0(\mathbf{r}_i) + \sum_{j=1, i \neq j}^N \mathbf{T}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j) \alpha_{\text{CM}}(\mathbf{r}_j) \mathbf{E}(\mathbf{r}_j) \quad (2.10)$$

$$\text{avec } \mathbf{E}(\mathbf{r}_i) = \frac{\varepsilon(\mathbf{r}_i) + 2}{3} \mathbf{E}^{\text{m}}(\mathbf{r}_i) \quad (2.11)$$

$$\alpha_{\text{CM}}(\mathbf{r}_j) = \frac{3}{4\pi} d^3 \frac{\varepsilon(\mathbf{r}_i) - 1}{\varepsilon(\mathbf{r}_i) + 2}. \quad (2.12)$$

Le champ $\mathbf{E}(\mathbf{r}_i)$ est le champ local, c'est à dire que c'est le champ dans la maille i en l'absence de la maille elle même. En écrivant cette équation pour toutes les valeurs de i nous avons un système d'équations linéaires que nous pouvons écrire symboliquement comme :

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}^0 + \mathbf{A} \mathbf{D}_\alpha \mathbf{E}, \quad (2.13)$$

avec $\mathbf{A}$ qui contient toutes les fonctions de Green et $\mathbf{D}_\alpha$ une matrice diagonale qui contient toutes les polarisabilités de chaque élément de discrétisation. Nous détaillons au chapitre suivant comment résoudre rigoureusement ce système d'équation linéaire, mais dans ce présent chapitre nous détaillons les différentes approches possibles pour éviter la résolution du système qui est très gourmande en temps de calcul.

A noter que le champ diffracté par l'objet en dehors du support de l'objet s'écrit simplement comme :

$$\mathbf{E}^{\text{d}}(\mathbf{r}) = \sum_{j=1}^N \mathbf{T}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_j) \alpha(\mathbf{r}_j) \mathbf{E}(\mathbf{r}_j). \quad (2.14)$$

2.2 Les différentes méthodes approchées utilisées dans le code

2.2.1 Born

Une approximation simple est l'approximation de Born, c'est à dire que le champ macroscopique dans l'objet est le champ incident. Nous avons donc :

$$\mathbf{E}^{\text{m}}(\mathbf{r}_i) = \mathbf{E}^0(\mathbf{r}_i), \quad (2.15)$$

pour tous les éléments de discrétisation. Après il suffit de faire propager le champ. Il est évident que cette approximation tient si le contraste et la taille de l'objet sont petits.

2.2.2 Born renormalisé

Nous pouvons faire l'hypothèse à l'identique mais sur le champ local, c'est à dire que :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}_i) = \mathbf{E}^0(\mathbf{r}_i). \quad (2.16)$$

En considérant la relation entre le champ local et le champ macroscopique nous avons alors :

$$\mathbf{E}^m(\mathbf{r}_i) = \frac{3}{\varepsilon(\mathbf{r}_i) + 2} \mathbf{E}^0(\mathbf{r}_i). \quad (2.17)$$

La phase est la même que dans le cas de l'approximation de Born mais l'amplitude est changée. Cette approximation est meilleure pour des permittivités plus fortes car fait une correction sur l'amplitude du champ macroscopique, nous avons appelé cette approximation Born renormalisé.

2.2.3 Born à l'ordre 1

Sans résoudre le système d'équations linéaires on peut faire un Born renormalisé à l'ordre 1, c'est à dire que l'on effectue :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}_i) = \mathbf{E}^0(\mathbf{r}_i) + \sum_{j=1, i \neq j}^N \mathbf{T}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j) \alpha(\mathbf{r}_j) \mathbf{E}^0(\mathbf{r}_j). \quad (2.18)$$

Ceci permet de prendre en compte un peu la variation du champ dans l'objet et permet de traiter des objets plus grands mais toujours avec un contraste faible. Il est possible de développer Born à des ordres supérieurs mais quand le contraste devient fort la série ne converge plus...

2.2.4 Rytov

L'approximation de Rytov consiste à changer la phase du champ incident. Pour ce faire nous calculons :

$$\mathbf{E}^d(\mathbf{r}_i) = \sum_{j=1}^N \mathbf{T}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j) \chi(\mathbf{r}_j) \mathbf{E}^0(\mathbf{r}_j), \quad (2.19)$$

toujours avec $\mathbf{T}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j) = -\frac{4\pi}{3d^3}$, puis le champ macroscopique dans l'objet est estimé par :

$$E_{\beta}^m(\mathbf{r}_i) = E_{\beta}^0(\mathbf{r}_i) e^{E_{\beta}^d(\mathbf{r}_i)/E_{\beta}^0(\mathbf{r}_i)}, \quad (2.20)$$

avec $\beta = x, y, z$. Lorsque la composante du champ incidente est nulle alors E_{β}^m est aussi nulle. Cette approximation permet de traiter des objets grands par rapport à la longueur d'onde, mais toujours avec un contraste faible. Comme pour Born cela demande de faire un produit matrice vecteur. A noter que l'amplitude utilisée c'est celle du champ incident.

2.2.5 Rytov renormalisé

L'approximation de Rytov renormalisée consiste à faire la même chose que Rytov mais en travaillant sur le champ local. Nous avons alors :

$$\mathbf{E}^d(\mathbf{r}_i) = \sum_{j=1, i \neq j}^N \mathbf{T}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j) \alpha(\mathbf{r}_j) \mathbf{E}^0(\mathbf{r}_j), \quad (2.21)$$

puis le champ local dans l'objet est estimé par :

$$E_\beta(\mathbf{r}_i) = E_\beta^0(\mathbf{r}_i) e^{E_\beta^d(\mathbf{r}_i)/E_\beta^0(\mathbf{r}_i)}. \quad (2.22)$$

Cela permet d'avoir un contraste un peu plus fort.

2.2.6 Méthode de propagation du faisceau (BPM)

Cette méthode est complètement différentes des précédentes car elle ne fait pas du tout appelle à la résolution d'un système d'équations linéaires, mais fait la propagation de l'onde en tenant compte de l'indice du milieu. Elle s'applique donc dans le cas d'objet pouvant être très grand mais présentant un contraste faible avec des chocs d'indices très faibles. Pour plus de détails sur la méthode voir Ref. 7 mais au final le champ dans l'objet s'écrit comme :

$$\mathbf{E}^m(x, y, z + d) = e^{ik_0 n(x, y, z + d)d} \mathcal{F}^{-1} \left[\mathcal{F}[\mathbf{E}^m(x, y, z)] e^{-i(k_0 - k_z)d} \right], \quad (2.23)$$

où le calcul du champ à la position $(x, y, z + d)$ se fait avec la valeur de l'indice optique à la même position et de la valeur du champ au plan précédent z . On propage ainsi de maille en maille dans la direction z pour connaître le champ dans tout l'objet. Il est clair qu'avec cette méthode le champ ne se propage que dans la direction des z positifs, il n'y a jamais de réflexion vers l'arrière. A noter que la FFT utilisée à la taille définie par le menu déroulant sur la FFT et surtout pas la taille de l'objet qui pourrait être trop petite et manquée de précision. Le champ diffracté est calculé comme d'habitude, ce qui permet d'être bien meilleur que d'utiliser l'intégrale de Kirchhoff comme c'est souvent fait.

2.2.7 Méthode de propagation du faisceau renormalisée (BPM)

Nous pouvons faire la même hypothèse que précédemment mais sur le champ local, soit :

$$\mathbf{E}(x, y, z + d) = e^{ik_0 n(x, y, z + d)d} \mathcal{F}^{-1} \left[\mathcal{F}[\mathbf{E}(x, y, z)] e^{-i(k_0 - k_z)d} \right]. \quad (2.24)$$

2.2.8 Approximation scalaire classique

L'approximation scalaire classique consiste généralement à approcher le tenseur de Green par la fonction de Green scalaire $g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}$, i.e. $\mathbf{T}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \approx g(\mathbf{r}, \mathbf{r}')\mathbf{I}$. Cette approximation est basée sur l'hypothèse que le gradient de la permittivité relative est faible.

2.2.9 Approximation scalaire revisitée

Nous ne considérons que les configurations dans lesquelles le champ incident peut être écrit comme $\mathbf{E}^0(\mathbf{r}) = E^0(\mathbf{r})\mathbf{u}$ avec $\mathbf{u}$ un vecteur complexe tel que $\mathbf{u} \cdot \mathbf{u}^* = 1$ où $*$ représente le complexe conjugué et $E^0(\mathbf{r})$ une fonction complexe de r . C'est le cas si le champ incident est une onde plane ou une somme d'ondes planes de même polarisation.

Dans notre approche, nous supposons que le champ à l'intérieur de Ω est dirigé le long de $\mathbf{u}$ de sorte que $\mathbf{E}(\mathbf{r}) \approx E_u(\mathbf{r})\mathbf{u}$ où E_u est une fonction complexe. Dans ce cas, en prenant le produit scalaire de l'Eq. (2.6) avec $\mathbf{u}^*$ nous obtenons une équation scalaire intégrale pour E_u :

$$\begin{aligned} \mathbf{u}^* \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) &= \mathbf{u}^* \cdot \mathbf{E}^0(\mathbf{r})\mathbf{u}^* \cdot \int_{\Omega} \mathbf{T}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')\chi(\mathbf{r}')E_u(\mathbf{r}')\mathbf{u}d\mathbf{r}' \\ E_u(\mathbf{r}) &= E^0(\mathbf{r}) + \int_{\Omega} [\mathbf{u}^* \cdot \mathbf{T}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')\mathbf{u}] \chi(\mathbf{r}')E_u(\mathbf{r}')d\mathbf{r}', \end{aligned} \quad (2.25)$$

où le tenseur a été remplacé par la fonction scalaire, $g_u(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \mathbf{u}^* \cdot \mathbf{T}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')\mathbf{u}$. Il est intéressant de noter que g_u est différent de g car il dépend de $\mathbf{u}$ et contient un terme de champ proche en $1/R^3$ et $1/R^2$ avec $R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$. Alors le champ à l'intérieur de l'objet est calculé par :

$$E_u(\mathbf{r}_i) = E^0(\mathbf{r}_i) + \sum_{j=1}^N g_u(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j)\chi(\mathbf{r}_j)E_u(\mathbf{r}_j)d^3, \quad (2.26)$$

avec $i = 1, \dots, N$. Il est évident que la taille du vecteur et de la matrice sont diminuées d'un facteur 3. Lorsque nous résolvons itérativement le nouveau système linéaire, nous devons donc traiter qu'une seule composante, ce qui implique que le calcul numérique sera plus rapide d'au moins un facteur 3. Remarquons qu'une fois que le champ proche est obtenu, nous le transformons sous forme vectorielle avec $\mathbf{E}(\mathbf{r}_i) = E_u(\mathbf{r}_i)\mathbf{u}$ et nous utilisons ce nouveau vecteur pour obtenir le champ lointain.

2.2.10 Approximation de Born multicouche

L'approximation de Born multicouche (MLB) a été introduite récemment dans le cadre de l'approximation scalaire⁸. Ici, nous présentons la MLB de manière intuitive : l'objet est divisé en couches d'épaisseur d le

long de l'axe optique (ici l'axe z). La couche k reçoit un champ incident $E^k(\rho)$. Les éléments de la couche k , sous l'action du champ incident, se polarisent avec le moment dipolaire αE^k et rayonnent donc un champ vers la couche $k + 1$. Le champ total à la couche $k + 1$ est donc composé du champ incident à la couche k qui s'est propagé jusqu'à $k + 1$, et du champ diffracté par la couche k , voir Fig. 2.1 :

$$E^{k+1}(\rho_i, z_{k+1}) = \text{FFT}_{2D}^{-1} \left[e^{ik_z d} \text{FFT}_{2D}[E^k(z_k)] \right] (\rho_i) + \sum_j g(\rho_i, z_{k+1}, \rho_j, z_k) \alpha(\rho_j, z_k) E^k(\rho_j, z_k) \quad (2.27)$$

Notons que nous utilisons l'approximation de Born renormalisée pour augmenter la précision.

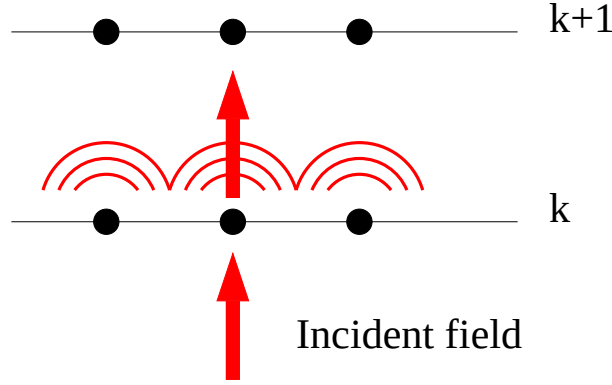


Figure 2.1 : Schéma de principe de la MLB. Un champ incident arrive sur la couche k . Le champ à la couche $k + 1$ est alors la somme du champ incident se propageant de la couche k à $k + 1$ et du champ incident rayonné par les éléments de la couche k sur la couche $k + 1$.

2.2.10.1 MLB vectoriel

Contrairement à la BPM, il est très facile pour la MLB de passer en vectoriel. C'est le même principe mais en conservant le tenseur de Green et le champ électrique vectoriel. Dans ce cas, la MLB s'écrit comme :

$$\mathbf{E}^{k+1}(\rho_i, z_{k+1}) = \text{FFT}_{2D}^{-1} \left[e^{ik_z d} \text{FFT}_{2D}[\mathbf{E}^k(z_k)] \right] (\rho_i) + \sum_j \mathbf{T}(\rho_i, z_{k+1}, \rho_j, z_k) \alpha(\rho_j, z_k) \mathbf{E}^k(\rho_j, z_k). \quad (2.28)$$

Il convient de noter que le tenseur de Green contient à la fois les ondes évanescentes et les ondes propagatives⁹. Le temps de calcul est multiplié par trois car les trois composantes du champ électrique sont calculées.

2.2.10.2 MLB avec la réflexion

Dans leur article, Chen *et al.* proposent de calculer le champ électrique en réflexion à l'intérieur de l'objet. Nous allons utiliser le même principe pour évaluer le champ électrique se propageant dans la direction z négative à l'intérieur de l'objet. Le principe est le suivant, voir Fig. 2.2 : Le champ

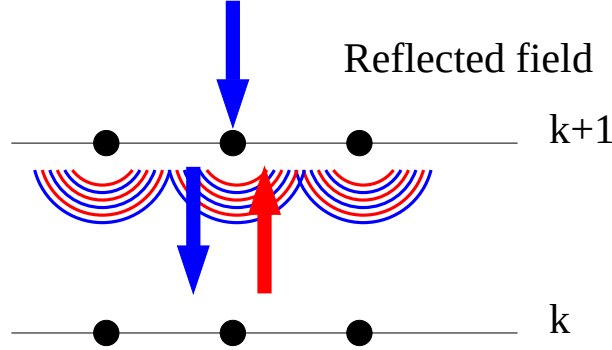


Figure 2.2 : Schéma de la MLB en réflexion. Le champ se propageant dans la direction $k_z < 0$ à la couche k est la somme de trois composantes : le champ rayonné par les dipôles de la couche $k+1$ dû au champ se propageant en $k_z > 0$ (rouge) ; le champ incident se propageant dans la direction $k_z < 0$ (bleu) ; le champ rayonné par les dipôles de la couche $k+1$ dû à ce champ incident (bleu).

réfléchi à la couche k est composé de la somme des champs rayonnés par les dipôles de la couche $k+1$ en raison du champ se propageant vers la direction positive de z , du champ incident propagé de la couche $k+1$ à k , et du champ rayonné par les dipôles de la couche $k+1$ en raison de ce champ incident. Ainsi, le champ réfléchi à la couche k s'écrit comme suit :

$$\begin{aligned}
 \mathbf{E}_{\text{ref}}^k(\boldsymbol{\rho}_i, z_k) &= \text{FFT}_{2D}^{-1} \left[e^{ik_z d} \text{FFT}_{2D}[\mathbf{E}_{\text{ref}}^k(z_{k+1})] \right] (\boldsymbol{\rho}_i) \\
 &+ \sum_j \mathbf{T}(\boldsymbol{\rho}_i, z_k, \boldsymbol{\rho}_j, z_{k+1}) \alpha(\boldsymbol{\rho}_j, z_{k+1}) \\
 &\times \left[\mathbf{E}_{\text{ref}}^k(\boldsymbol{\rho}_j, z_{k+1}) + \mathbf{E}^k(\boldsymbol{\rho}_j, z_{k+1}) \right]. \quad (2.29)
 \end{aligned}$$

Le champ total dans l'objet est alors la somme du champ se propageant dans la direction positive et du champ se propageant dans la direction négative : $\mathbf{E}_{\text{tot}} = \mathbf{E} + \mathbf{E}_{\text{ref}}$. Une fois que le champ à l'intérieur de l'objet a été obtenu, le champ diffracté est calculé comme dans les autres méthodes, ce qui est plus précis que l'équation de Kirchhoff. A noter que l'Eq. (2.29) peut bien sûr être écrite dans le cas scalaire, il faut juste remplacer $\mathbf{T}$ par g .

2.2.10.3 Résumé des différentes possibilités avec la MLB

Méthode	fonction de Green utilisée	réflexion ajoutée avec Eq. (2.29)
MLB scalar : $\exp(ikr)/r$	$\frac{e^{ikr}}{r}$	non
MLB scalar : $\exp(ikr)/r$ with reflexion	$\frac{e^{ikr}}{r}$	oui
MLB scalar : u.Gu	$\mathbf{u}^* . \mathbf{T} \mathbf{u}$	non
MLB scalar : u.Gu with reflexion	$\mathbf{u}^* . \mathbf{T} \mathbf{u}$	oui
MLB vectorial	$\mathbf{T}$	non
MLB vectorial with reflexion	$\mathbf{T}$	oui

Table 2.1 : Les différentes possibilités avec l'approximation de Born multicouche. La première colonne correspond aux noms dans le menu de codes et les colonnes suivantes la fonction de Green utilisée et si il y a ou non la réflexion.

Détails numériques

Sommaire

3.1	Polarisabilité	17
3.2	Correction au tenseur de susceptibilité	18
3.3	Fonction de Green filtrée	19
3.4	Résoudre le système d'équation linéaire	19
3.5	Changement de l'estimée initiale	20
3.6	Préconditionnement du système d'équations linéaires	20
3.7	Les options choisies par défaut et comment les changer	21

3.1 Polarisabilité

Comme vu au chapitre précédent la DDA découpe l'objet en un ensemble de dipôle ponctuel, où à chaque dipôle ponctuel est associé une polarisabilité α . Il existe différente forme pour cette polarisabilité. La première a avoir été utilisée, et la plus simple qui a été introduite au chapitre précédent, est la relation de Clausius Mossotti (CM)² :

$$\alpha_{\text{CM}} = \frac{3}{4\pi} \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} d^3 = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} a^3, \quad (3.1)$$

avec ε la permittivité de l'objet, d la taille de la maille cubique et $a = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{\frac{1}{3}} d$ qui est le rayon de la sphère de même volume que la maille cubique de côté d . Malheureusement cette relation ne conserve pas l'énergie et il faut alors introduire un terme de réaction de rayonnement qui tient compte du fait que des charges en mouvement perdent de l'énergie, et la polarisabilité s'écrit alors⁴ :

$$\alpha_{\text{RR}} = \frac{\alpha_{\text{CM}}}{1 - \frac{2}{3} i k_0^3 \alpha_{\text{CM}}}. \quad (3.2)$$

Après différentes formes de la polarisabilité ont été établies pour améliorer la précision de la DDA et prendre en compte le caractère non ponctuel dipôle, et on peut citer parmi les plus connues celles de Goedecke et O'Brien¹⁰,

$$\alpha_{GB} = \frac{\alpha_{CM}}{1 - \frac{2}{3}ik_0^3\alpha_{CM} - k_0^2\alpha_{CM}/a}, \quad (3.3)$$

de Lakhtakia¹¹ :

$$\alpha_{LA} = \frac{\alpha_{CM}}{1 - 2\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2}[(1 - ik_0a)e^{ik_0a} - 1]} \quad (3.4)$$

et de Draine et Goodman¹²

$$\alpha_{LR} = \frac{\alpha_{CM}}{1 + \alpha_{CM} \left[\frac{(b_1 + \varepsilon b_2 + \varepsilon b_3 S)k_0^2}{d} - \frac{2}{3}ik_0^3 \right]}, \quad (3.5)$$

avec :

- $b_1 = -1.8915316529870796511106114030718259$
- $b_2 = -0.16484691508771947306079362778185226$
- $b_3 = 1.7700004019321371908592738404451742$

et $S = 1/5$ (les valeurs précises de b ont été données par M. Yurkin et C. Argentin). On défini aussi α_{LS} avec $S = \sum_j |a_j e_j^{(0)}|^2$ tel que défini par draine et Goodman¹².

Dans le code par défaut c'est α_{RR} qui est utilisée. Dans le cas où la permittivité est anisotrope seule α_{RR} ou α_{CM} seront utilisées.

Une dernière polarisabilité est introduite (PS) qui ne fonctionne que pour les sphères homogènes et marche particulièrement bien pour les métaux. Cela consiste à effectuer un changement de polarisabilité des éléments sur le bord de la sphère en prenant en compte le facteur de dépolérisation de la sphère.¹³

3.2 Correction au tenseur de susceptibilité

Le tenseur de susceptibilité du champ relie le dipôle à la position $\mathbf{r}_j$ au champ rayonné par celui-ci à la position $\mathbf{r}_i$ par la relation : $\mathbf{E}(\mathbf{r}_i) = \mathbf{T}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j)\mathbf{p}(\mathbf{r}_j)$. En toute rigueur, dans la DDA, du fait que les dipôles sont associés à un certain volume, c'est l'intégration suivante qui intervient⁵ :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}_i) = \int_{V_j} \mathbf{T}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r})\mathbf{p}(\mathbf{r})d\mathbf{r} \approx \left[\int_{V_j} \mathbf{T}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r})d\mathbf{r} \right] \mathbf{p}(\mathbf{r}_j), \quad (3.6)$$

en supposant la maille petite pour pouvoir considérer le champ uniforme dans celle-ci. Il faut donc intégrer le tenseur sur la maille V_j . Cette intégration n'est pas analytique (il faut donc la faire numériquement et cela prend donc du temps) et en fait ne sert que pour les dipôles les plus proches de l'observation, après l'intégration n'apporte aucun gain de précision. Dans

le code nous proposons donc la possibilité d'intégrer sur les mailles les plus proches :

$$\int_{V_j} \mathbf{T}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}) d\mathbf{r} \quad \text{si} \quad \frac{\|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j\|}{d} \leq n \quad (3.7)$$

$$\mathbf{T}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j) \quad \text{si} \quad \frac{\|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j\|}{d} > n. \quad (3.8)$$

n peut prendre la valeur entière 0 (par défaut) jusqu'à 5.

3.3 Fonction de Green filtrée

Pour la polarisabilité on peut choisir le fonction de Green filtrée avec l'option FG dans le menu polarisabilité. La fonction de Green filtrée a été introduite par Martin *et al.* ^{14,15} et revue par Yurkin ¹⁶. La polarisabilité est calculée en tenant compte de la modification de la fonction de Green ¹⁶.

3.4 Résoudre le système d'équation linéaire

Nous avons, pour connaître le champ électrique local dans l'objet, c'est à dire à la position des N éléments de discrétisation, à résoudre le système d'équation linéaire suivant :

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{A}\mathbf{D}_\alpha\mathbf{E}, \quad (3.9)$$

où $\mathbf{E}_0$ est un vecteur de taille $3N$ qui contient les champs incidents sur chacun des éléments de discrétisation. $\mathbf{A}$ est une matrice $3N \times 3N$ qui contient tous les tenseurs de susceptibilité linéaire du champ et $\mathbf{D}_\alpha$ est une matrice diagonale $3N \times 3N$, si l'objet est isotrope, ou bloc diagonal 3×3 si l'objet est anisotrope. $\mathbf{E}$ est le vecteur $3N$ qui contient les champs électriques inconnus. L'équation est résolue par une méthode itérative non linéaire. Le code propose de nombreuses méthodes itératives et celle qui est utilisée par défaut est GPBICG car la plus efficace dans de nombreux cas ¹⁷. Le code s'arrête quand le résidu,

$$r = \frac{\|\mathbf{E} - \mathbf{A}\mathbf{D}_\alpha\mathbf{E} - \mathbf{E}_0\|}{\|\mathbf{E}_0\|}, \quad (3.10)$$

est en dessous de la tolérance donnée par l'utilisateur. A noter que la valeur initiale est le champ incident. 10^{-4} est la tolérance utilisée par défaut car c'est un bon compromis entre vitesse et précision. Ci-dessous la liste des méthodes itératives proposées :

- GPBICG1 : Ref. ¹⁸
- GPBICG2 : Ref. ¹⁸
- GPBICGsafe : Ref. ¹⁹

- GPBICGplus : Ref. 20
- GPBICGAR1 : Ref. 18
- GPBICGAR2 : Ref. 18
- QMRCLA : Ref. 21
- TFQMR : Ref. 21
- CG : Ref. 21
- BICGSTAB : Ref. 21
- QMRBICGSTAB1 : Ref. 22
- QMRBICGSTAB2 : Ref. 22
- GPBICOR : Ref. 23
- CORS : Ref. 24
- BiCGstar-plus Ref. 25
- IDR(s) Ref. 26
- BICGSTABL Ref. 27
- GPBICGSTABL Ref. 28

3.5 Changement de l'estimée initiale

Quand le système d'équations linéaires est résolue itérativement, nous avons la possibilité de choisir le point de départ, c'est à dire le champ initial $\mathbf{E}_i$ pour démarrer la méthode itérative. Plus la solution choisie au départ sera proche de la "bonne solution", plus le nombre d'itérations sera réduit. Nous proposons donc la possibilité de choisir comme estimée initiale pour le champ :

- $\mathbf{E}_i = \mathbf{0}$: champ nul au départ.
- $\mathbf{E}_i = \mathbf{E}_0$: approximation de Born.
- Approximation de Rytov.
- Champ obtenu par la BPM.
- Utilisation de l'approximation scalaire $u.Gu$.²⁹ A noter que dans ce cas l'approximation est scalaire est aussi résolue itérativement mais pour un résidu de $r = 0.01$. Une précision supplémentaire n'aurait pas d'intérêt, car on veut juste un point de départ correct et le calculer le plus rapidement possible.

3.6 Préconditionnement du système d'équations linéaires

Une autre solution consiste à preconditionner à gauche la matrice à inverser pour rendre la méthode itérative plus rapide. C'est à dire qu'au lieu de résoudre $(\mathbf{I} - \mathbf{A}D_\alpha)\mathbf{E} = \mathbf{E}_0$, il faut alors résoudre $\mathbf{P}^{-1}(\mathbf{I} - \mathbf{A}D_\alpha)\mathbf{E} = \mathbf{P}^{-1}\mathbf{E}_0$ où $\mathbf{P}$ est une matrice proche de $(\mathbf{I} - \mathbf{A}D_\alpha)$ et dont l'inverse se calcule facilement. Pour cette matrice nous avons choisi une matrice de Chan³⁰ sur les deux dimensions de l'espace x et y ³¹. Ce preconditionnement est particulièrement efficace quand l'objet étudié est homogène ou faiblement

inhomogène et que celui-ci a une épaisseur faible en z comparée à ses dimensions en x et y . Le préconditionnement peut aussi être réalisé à droite c'est à dire que l'on doit trouver $\mathbf{X}$ tel que $(\mathbf{I} - \mathbf{A}\mathbf{D}_\alpha)\mathbf{P}^{-1}\mathbf{X} = \mathbf{E}_0$, puis en déduire le champ avec $\mathbf{E} = \mathbf{P}^{-1}\mathbf{X}$.

A noter que ce préconditionnement est aussi implémenté pour l'approximation scalaire.

3.7 Les options choisies par défaut et comment les changer

Les options choisies par défaut sont :

- La polarisabilité : α_{RR} .
- La méthode itérative : GPBICG1.
- La tolérance de la méthode itérative : 10^{-4} .
- Le nombre maximum d'itération de la méthode itérative : 1000
- L'estimé initiale pour la méthode itérative : Born approximation.
- Le préconditionnement : pas de préconditionnement.
- Intégration de la fonction de Green : pas d'intégration.

Toutes ces options peuvent être changées. Pour ce faire il faut cliquer sur "Advanced interface", et il apparaît alors en bas toute une section appelée "Numerical parameters" où tous les paramètres liés à la méthode itérative et la polarisabilité peuvent être adaptés.

Il est bien sûr évident que si l'on a choisi l'approximation de Born, Rytov ou BPM alors tous les choix liés à la méthode itérative n'ont aucune influence.

Démarrage et gestion des configurations

Sommaire

4.1 Introduction	22
4.2 Création et sauvegarde d'une nouvelle configuration . . .	22
4.3 Gestion des configurations	23

4.1 Introduction

Une fois le code compilé il faut aller dans le directorie bin par cd bin, puis le Code se lance par ./cdm. Celui-ci a été fait pour être le plus convivial possible et nécessite donc peu d'explication pour son utilisation. Néanmoins certaines conventions ont été prises et demandent à être explicitées.

4.2 Création et sauvegarde d'une nouvelle configuration

Pour démarrer un nouveau calcul, aller sur l'onglet *calculation* et *New*. Une nouvelle configuration s'affiche avec des valeurs par défaut. Une fois la nouvelle configuration choisie, pour la sauver il faut choisir de nouveau l'onglet *Calculation* et *Save*. On choisit alors le nom de la configuration et on peut ajouter une courte description du calcul fait.

Une autre manière de sauvegarder une configuration, c'est de cliquer directement sur le panneau de la configuration *Save configuration*. Il apparaît alors deux champs, un pour le nom de la configuration et le deuxième pour sa description.

4.3 Gestion des configurations

Pour gérer toutes les configurations choisies, il faut aller sur l'onglet *Calculation* et *Load*. Il apparaît alors une nouvelle fenêtre avec toutes les configurations sauvées. Pour chaque configuration il y a une courte description que l'utilisateur a rentré, la date, où le fichier configuration a été sauvé, puis les caractéristiques principales de la configuration (longueur d'onde, puissance, col du faisceau, objet, matériau, discrétisation et tolérance de la méthode itérative). Il suffit de cliquer sur une configuration et de cliquer sur *load* pour charger une configuration.

Le bouton *delete* sert à supprimer une configuration sauvegardée et le bouton *export* permet d'exporter dans un fichier (nom de la configuration.opt) toutes les caractéristiques de la configuration.

À noter qu'en double cliquant sur la ligne, on peut modifier le champ description.

Propriétés de l'illumination

Sommaire

5.1 Introduction	24
5.2 Le type de faisceau	25
5.2.1 Introduction	25
5.2.2 Linear plane wave	26
5.2.3 Circular plane wave	26
5.2.4 Multiplane wave	27
5.2.5 Antenna	27
5.2.6 Tenseur de Green dans l'objet	27
5.2.7 Linear Gaussian	28
5.2.8 Circular Gaussian	29
5.2.9 Circular and linear Gaussian (FFT)	29
5.2.10 Linear Gaussian (para)	29
5.2.11 Circular Gaussian (para)	30
5.2.12 Speckle $k_z > 0$	30
5.2.13 Speckle	31
5.2.14 Eclairement par un microscope Confocale pour $k_z > 0$	31
5.2.15 Eclairement par un microscope confocal complet	31
5.2.16 Arbitrary wave	31

5.1 Introduction

Dans la section propriétés de l'illumination, le champ *Wavelength* permet de rentrer la longueur d'utilisation. Celle-ci se rentre en nanomètre et de façon générale toutes les longueurs sont rentrées en nanomètre. Le champ P_0 permet de rentrer la puissance du faisceau laser en Watt. Le champ W_0 en nanomètre permet de rentrer pour une onde plane le rayon du faisceau laser et pour un faisceau Gaussien la col du faisceau.

5.2 Le type de faisceau

5.2.1 Introduction

Il y a une quinzaine de faisceau prédéfinis, leur direction de propagation (quand ils en ont un) est toujours définie de la même manière, avec deux angles θ et φ . Ils sont reliés à la direction donnée par le vecteur d'onde de la manière suivante :

$$k_x = k_0 \sin \theta \cos \varphi \quad (5.1)$$

$$k_y = k_0 \sin \theta \sin \varphi \quad (5.2)$$

$$k_z = k_0 \cos \theta \quad (5.3)$$

où $\mathbf{k}_0 = (k_x, k_y, k_z)$ est le vecteur d'onde parallèle à la direction du faisceau incident et k_0 le nombre d'onde, voir Fig. 5.1.

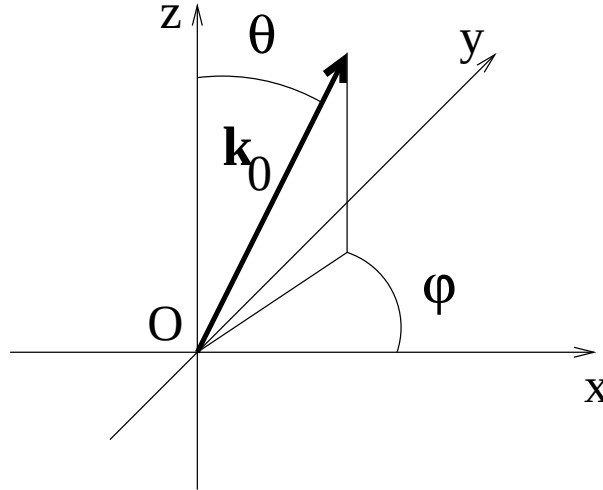


Figure 5.1 : Définition de la direction du faisceau

Pour la polarisation on utilise le plan (x, y) comme surface de référence. Alors on peut définir une polarisation TM (p) et TE (s) comme en présence d'une surface, voir Fig. 5.2.

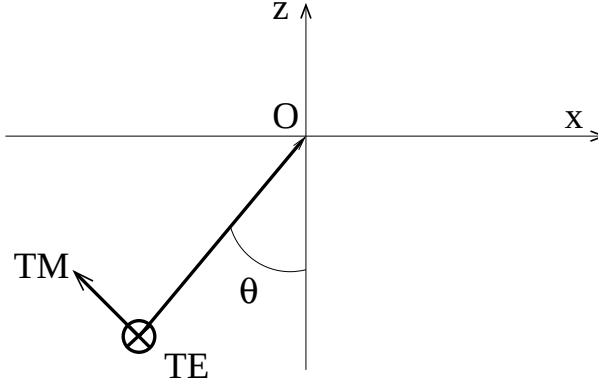


Figure 5.2 : Définition de la polarisation du faisceau.

Le repère (x, y, z) sert de référentiel absolu par rapport auquel les différents éléments (illumination plus objets) sont repérés.

5.2.2 Linear plane wave

Linear plane wave est une onde plane polarisée linéairement. La première ligne est relative à θ et la deuxième à φ . La troisième ligne est liée à la polarisation, $\text{pola}=1$ en TM et $\text{pola}=0$ en TE. A noter que la polarisation n'est pas forcément purement en TE ou TM : soit $\text{pola} \in [0, 1]$ tel que $E_{\text{TM}}^2 = \text{pola}^2 E^2$ et $E_{\text{TE}}^2 = (1 - \text{pola}^2) E^2$.

A noter que la phase est toujours prise nulle à l'origine du repère :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0 e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}}, \quad (5.4)$$

avec $\text{Irradiance} = P_0/S$ où $S = \pi w_0^2$ est la surface du faisceau et $E_0 = \sqrt{2\text{Irradiance}/c/\epsilon_0}$.

5.2.3 Circular plane wave

Circular plane wave est une onde plane polarisée circulairement. La première ligne est relative à θ et la deuxième à φ . La troisième ligne est liée à la polarisation que l'on peut choisir droite (1) ou gauche (-1).

A noter que la phase est prise nulle à l'origine du repère :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0 e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}}, \quad (5.5)$$

avec $\text{Irradiance} = P_0/S$ où $S = \pi w_0^2$ est la surface du faisceau et $E_0 = \sqrt{2\text{Irradiance}/c/\epsilon_0}$.

5.2.4 Multiplane wave

Multiplane wave consiste à choisir comme illumination différentes ondes planes cohérentes. Il faut d'abord choisir le nombre d'onde plane désiré, puis pour chacune des ondes planes, il faut choisir son incidence et sa polarisation. Dans ce cas, il faut choisir aussi son amplitude complexe ce qui permet de déphaser les ondes planes les unes par rapport aux autres. La somme de la puissance de chacune des ondes planes est égale à P_0 , et chaque puissance associée à une onde plane est calculée proportionnellement à son amplitude.

5.2.5 Antenna

Antenna consiste à placer un dipôle, $\mathbf{p}$, comme source. On doit donc donner sa localisation dans les coordonnées cartésiennes, ainsi que son orientation, toujours en utilisant les angles d'Euler. Son amplitude est calculée telle que sa puissance rayonnée est égale à P_0 , c'est à dire :

$$P_0 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{k^4 c}{3} \|\mathbf{p}\|^2. \quad (5.6)$$

A noter que l'antenne peut être en dehors ou dans l'objet.

5.2.6 Tenseur de Green dans l'objet

Cette option permet de calculer le tenseur de Green, $\mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)$, dans l'objet pour une position $\mathbf{r}_0$ de la source. Donc cette option consiste aussi bien à choisir l'incident qu'à choisir le calcul que l'on veut faire. Toutes les autres options sont alors désactivées, car il faut calculer le champ pour trois orientations d'un dipôle placé en $\mathbf{r}_0$ et calculer le champ rayonné pour chacune, et en déduire alors le tenseur de Green 3×3 dans l'objet.

Le principe est le suivant, nous avons

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) + \int \mathbf{T}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \chi(\mathbf{r}') \mathbf{E}(\mathbf{r}') d\mathbf{r}'. \quad (5.7)$$

La source est un dipôle localisé en $\mathbf{r}_0$, soit

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{T}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) \mathbf{p}(\mathbf{r}_0) + \int \mathbf{T}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \chi(\mathbf{r}') \mathbf{E}(\mathbf{r}') d\mathbf{r}'. \quad (5.8)$$

Nous pouvons aussi dire que le champ en $\mathbf{r}$ s'écrit comme $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) \mathbf{p}(\mathbf{r}_0)$ avec $\mathbf{G}$ la fonction de Green du vide plus de l'objet, soit :

$$\mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) \mathbf{p}(\mathbf{r}_0) = \mathbf{T}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) \mathbf{p}(\mathbf{r}_0) + \int \mathbf{T}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \chi(\mathbf{r}') \mathbf{G}(\mathbf{r}', \mathbf{r}_0) \mathbf{p}(\mathbf{r}_0) d\mathbf{r}'. \quad (5.9)$$

Nous pouvons donc en déduire que

$$\mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) \mathbf{p}(\mathbf{r}_0) = \mathbf{T}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) \mathbf{p}(\mathbf{r}_0) + \sum_{i=1}^N \mathbf{T}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_i) \alpha(\mathbf{r}_i) \mathbf{G}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_0) \mathbf{p}(\mathbf{r}_0), \quad (5.10)$$

avec

$$\mathbf{G}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_0) \mathbf{p}(\mathbf{r}_0) = \mathbf{T}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_0) \mathbf{p}(\mathbf{r}_0) + \sum_{j=1, i \neq j}^N \mathbf{T}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j) \alpha(\mathbf{r}_j) \mathbf{G}(\mathbf{r}_j, \mathbf{r}_0) \mathbf{p}(\mathbf{r}_0). \quad (5.11)$$

Nous avons donc à résoudre le système d'équations linéaires Eq. (5.11) puis après calculer Eq. (5.10) si on veut calculer la fonction de Green en dehors de l'objet. Dans le cas où $\mathbf{r}_0 \in \Omega$ alors il suffit de résoudre seulement l'Eq. (5.11). Mais, $\mathbf{T}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_0)$ n'est pas définie quand $\mathbf{r}_i = \mathbf{r}_0$. Pour lever le problème nous utilisons le fait que $\int_{V_i} \mathbf{T}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_0) dV \approx (-\frac{4\pi}{3} + \frac{2}{3} i k_0^3 d^3) \mathbf{I}$, soit $\mathbf{T}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_0) \approx (-\frac{4\pi}{3} + \frac{2}{3} i k_0^3 d^3) / d^3 \mathbf{I}$. Au final, nous avons donc calculé le tenseur de Green $\mathbf{G}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_0)$ à la position de tous les éléments de discrétisation. A noter que dans l'interface graphique, nous traçons uniquement le champ dû au dipôle dirigé suivant l'axe z (ce qui permet de voir les composantes G_{xz} , G_{yz} et G_{zz} du tenseur), mais les 9 éléments du tenseur de Green sont toutes dans le fichier HDF5 sous le nom Greentensor ou greentensor.mat selon l'option choisie.

5.2.7 Linear Gaussian

Linear Gaussian est une onde gaussienne polarisée linéairement. La première ligne est relative à θ et la deuxième à φ . La troisième ligne est liée à la polarisation, $\text{pola}=1$ en TM et $\text{pola}=0$ en TE. A noter que la polarisation n'est pas forcément purement en TE ou TM : soit $\text{pola} \in [0, 1]$ tel que $E_{\text{TM}}^2 = \text{pola}^2 E^2$ et $E_{\text{TE}}^2 = (1 - \text{pola}^2) E^2$.

Les trois lignes suivantes permettent de fixer la position du centre du col en nanomètres dans le repère (x, y, z) .

A noter que cette onde Gaussienne peut avoir un col très faible, car elle est calculée sans aucune approximation à travers un spectre d'onde plane. La définition du col est la suivante, pour un faisceau de propagation suivant l'axe z :³²

$$E(x, y, 0) = E_0 e^{-\rho^2 / (2w_0^2)}, \quad (5.12)$$

avec $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$. A partir de cette définition de l'amplitude du champ en $z = 0$, le faisceau Gaussien est calculé rigoureusement à partir d'un spectre d'onde plane. Si le faisceau est polarisé suivant l'axe x nous avons :³³

$$E_x = E_0 \int_0^{k_0} w_0^2 \exp\left(-\frac{w_0^2(k_0^2 - k_z^2)}{2}\right) \exp(ik_z z) J_0\left(\rho \sqrt{k_0^2 - k_z^2}\right) k_z dk_z \quad (5.13)$$

$$\begin{aligned} E_z &= -iE_0 \frac{x}{\rho} \int_0^{k_0} w_0^2 \exp\left(-\frac{w_0^2(k_0^2 - k_z^2)}{2}\right) \exp(ik_z z) \\ &\times J_1\left(\rho \sqrt{k_0^2 - k_z^2}\right) \sqrt{k_0^2 - k_z^2} dk_z, \end{aligned} \quad (5.14)$$

avec J_1 et J_0 les fonctions de Bessel. L'irradiance est calculée au centre du faisceau Gaussien. Le lien entre la puissance et l'amplitude E_0 est :

$$P_0 = \frac{\pi w_0^2}{4} c \varepsilon_0 E_0^2 \left(1 + \frac{(k_0 w_0)^2 - 1}{k_0 w_0} \frac{\sqrt{\pi}}{2} \text{Im}[w(k_0 w_0)] \right) \quad (5.15)$$

$$\text{Irradiance} = \frac{E_0^2}{4} c \varepsilon_0 \left(1 + \frac{(k_0 w_0)^2 - 1}{k_0 w_0} \frac{\sqrt{\pi}}{2} \text{Im} \left[w(k_0 w_0 / \sqrt{2}) \right] \right) \quad (5.16)$$

et $w()$ est la fonction Faddeeva. Si on suppose $w() \approx 0$, nous avons $P_0 = \pi w_0^2 \text{Irradiance}$ et on retrouve la relation vue pour l'onde plane.

5.2.8 Circular Gaussian

Circular Gaussian est une onde gaussienne polarisée circulairement. La première ligne est relative à θ et la deuxième à φ . La troisième ligne est liée à la polarisation que l'on peut choisir droite (1) ou gauche (-1).

Les trois lignes suivantes permettent de fixer la position du centre du col en nanomètres dans le repère (x, y, z) .

Le calcul se fait donc comme gwavelinear mais avec une quadrature entre la composante y et x .

5.2.9 Circular and linear Gaussian (FFT)

Circular and linear Gaussian (FFT) est une onde gaussienne basée sur le calcul précédent, respectivement. En effet, l'onde plane incident pour le premier plan de l'objet est calculé avec les intégrales définies au dessus, Eq. (5.13), puis après le faisceau gaussien est propagé par FFT comme la beam propagation method. Cela a l'avantage d'aller plus vite quand la boîte est grande car les intégrales sont calculées que sur le premier plan. Par contre il faut choisir un nombre de points de la FFT suffisamment grand pour ne pas tronquer le faisceau gaussien et ne pas avoir des problèmes de périodisation.

5.2.10 Linear Gaussian (para)

Linear Gaussian (para) est une onde gaussienne dans le cadre de l'approximation paraxiale polarisée linéairement. La première ligne est relative à θ et la deuxième à φ . La troisième ligne est liée à la polarisation, pola=1 en TM et pola=0 en TE. A noter que la polarisation n'est pas forcément purement en TE ou TM : soit $\text{pola} \in [0, 1]$ tel que $E_{\text{TM}}^2 = \text{pola}^2 E^2$ et $E_{\text{TE}}^2 = (1 - \text{pola}^2) E^2$.

Les trois lignes suivantes permettent de fixer la position du centre du col en nanomètres dans le repère (x, y, z) .

L'onde est donc définie de la manière suivante si elle est polarisée suivant x et se propage suivant l'axe z :

$$E_x = E_0 \sqrt{2} \frac{w_0}{w} e^{-\rho^2/w^2} e^{ik_0 \rho^2 R(z)/2} e^{i(k_0 z + \eta)} \quad (5.17)$$

$$w = \sqrt{2} w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_0^2}} \quad (5.18)$$

$$z_0 = k_0 w_0^2 \quad (5.19)$$

$$R(z) = \frac{z}{z^2 + z_0^2} \quad (5.20)$$

$$\eta = \tan^{-1}(z/z_0). \quad (5.21)$$

On remarque que quand $z = 0$ l'onde gaussienne a la même amplitude que celle calculée rigoureusement. Le champ à l'origine (au centre du col) et l'irradiance se calculent de la manière suivante :

$$E_0 = \sqrt{\frac{2P_0}{\pi c \varepsilon_0 w_0^2}} \quad (5.22)$$

$$\text{irradiance} = c \varepsilon_0 E_0^2 / 2 = \frac{P_0}{\pi w_0^2}. \quad (5.23)$$

L'irradiance est calculée au centre du col. A noter que cette onde Gaussienne est calculée dans le cadre de l'approximation paraxiale et donc ne satisfait pas rigoureusement les équations de Maxwell.

5.2.11 Circular Gaussian (para)

Circular Gaussian (para) est une onde gaussienne polarisée circulairement. La première ligne est relative à θ et la deuxième à φ . La troisième ligne est liée à la polarisation que l'on peut choisir droite ou gauche.

Les trois lignes suivantes permettent de fixer la position du centre du col en nanomètres dans le repère (x, y, z) .

Le calcul se fait donc comme `gparawavelinear` mais avec une quadrature entre la composante y et x .

5.2.12 Speckle $k_z > 0$

L'éclairement en speckle est fait comme un faisceau Gaussien. Pour un speckle polarisé suivant l'axe x la composante de Fourier s'écrit alors comme :

$$\mathbf{A}(k_x, k_y) = E_0 (k_z \mathbf{i} - k_x \mathbf{k}) \frac{1}{\sqrt{k_x^2 + k_z^2}} e^{i\varphi}, \quad (5.24)$$

avec φ une variable aléatoire entre 0 et 2π . Nous calculons alors le champ de incident comme :

$$\mathbf{E}_{\text{ref}}(x, y, z) = \int \int_{k_0 \text{NA}} \mathbf{A}_{\text{ref}}(k_x, k_y, z) e^{i(k_x(x-x_0) + k_y(y-y_0) - k_z z_0)} d\mathbf{k}_{\parallel}, \quad (5.25)$$

avec NA l'ouverture numérique du microscope. $\mathbf{r}_0$ permet de faire glisser le speckle dans une direction et la graine permet de changer la distribution du speckle. La puissance est calculée dans le domaine de Fourier et E_0 est fixé pour correspondre à celle donnée dans l'interface graphique. Ce speckle est calculé pour $k_z > 0$ pour toutes les composantes de Fourier, l'irradiance n'est pas calculée car elle n'a pas de sens pour un speckle.

5.2.13 Speckle

Ce speckle est fait exactement comme le speckle $k_z > 0$ et on lui ajoute un speckle obtenu pour $k_z < 0$. Nous avons alors un speckle tridimensionnel.

5.2.14 Eclairement par un microscope Confocale pour $k_z > 0$

L'éclairement par un microscope confocal avec $k_z > 0$ est fait suivant le même principe que le speckle $k_z > 0$:

$$\mathbf{A}(k_x, k_y) = E_0(k_z \mathbf{i} - k_x \mathbf{k}) \frac{1}{\sqrt{k_x^2 + k_z^2}}. \quad (5.26)$$

Nous calculons alors le champ de incident comme :

$$\mathbf{E}_{\text{ref}}(x, y, z) = \int \int_{k_0} \mathbf{A}_{\text{ref}}(k_x, k_y, z) e^{i(k_x(x-x_0)+k_y(y-y_0)-k_z z_0)} d\mathbf{k}_{\parallel}, \quad (5.27)$$

avec la puissance calculé dans le plan de Fourier et l'irradiance estimée à $P_0/\pi k_0^2$. $\mathbf{r}_0$ permet de positionner la focalisation du confocal.

5.2.15 Eclairement par un microscope confocal complet

L'éclairement par un microscope confocal total est fait avec le microscope confocal pour $k_z > 0$ auquel on ajoute un microscope confocal pour $k_z < 0$.

5.2.16 Arbitrary wave

Dans le cas d'un champ arbitraire celui-ci est défini par l'utilisateur. C'est à dire que celui-ci doit créer lui même le champ, et il convient alors de faire ces fichiers en respectant les conventions choisies par le code.

La description de la discrétisation du champ incident est faite dans un fichier qui est demandé quand on clique sur *Props*. Par exemple pour la partie réelle de la composante x du champ il doit être construit de la manière suivante :

- nx,ny,nz
- dx,dy,dz
- xmin,ymin,zmin
- nx est le nombre de maille suivant l'axe x

- ny est le nombre de maille suivant l'axe y
- nz est le nombre de maille suivant l'axe z
- dx est le pas suivant l'axe x
- dy est le pas suivant l'axe y
- dz est le pas suivant l'axe z
- $xmin$ l'abscisse la plus petite
- $ymin$ l'ordonnée la plus petite
- $zmin$ la cote la plus petite

puis les fichiers du champ électrique sont créés de la manière suivante pour chacune des composantes du champ partie réelle et imaginaire séparées :

```
open(11, file='Exr.mat', status='new', form='formatted', access='direct',  
recl=22)  
do k=1,nz  
  do j=1,ny  
    do i=1,nx  
      ii=i+nx*(j-1)+nx*ny*(k-1)  
      write(11,FMT='(D22.15)',rec=ii) dreal(Ex)  
    enddo  
  enddo  
enddo
```

Attention la maille de discrétisation de l'objet doit être plus grande que la maille de discrétisation du champ.

Définition de l'objet

Sommaire

6.1 Introduction	33
6.2 Type d'objet	34
6.2.1 Sphère	34
6.2.2 Sphère inhomogène	35
6.2.3 Sphères aléatoires (longueur)	35
6.2.4 Sphères aléatoires (maillage)	35
6.2.5 Cube	36
6.2.6 Parallélépipède (longueur)	36
6.2.7 Parallélépipède (maille)	36
6.2.8 Parallélépipède inhomogène (longueur)	36
6.2.9 Parallélépipède inhomogène (maille)	37
6.2.10 Ellipse	37
6.2.11 Plusieurs sphères définies par l'utilisateur	37
6.2.12 Plusieurs sphères définies par l'utilisateur entourées pas des sphères aléatoires	37
6.2.13 Cylindre	39
6.2.14 Sphères concentriques	39
6.2.15 Objet arbitraire	39
6.3 Choisir la permittivité relative	40
6.4 Choisir la discrétisation	41

6.1 Introduction

Le code propose plusieurs objets prédéfinis et nous allons dans cette section préciser comment rentrer leurs caractéristiques opto-géométriques. A noter que toutes les distances sont à entrer en nanomètre. Le code fera la conversion en mètre.

6.2 Type d'objet

La liste des objets prédéfinis est la suivante :

sphère, cube, parallélépipède, ellipsoïde, plusieurs sphères distinctes, cylindre, sphères concentriques, sphère inhomogène et objet arbitraire.

Quand les objets, comme le cube ou le parallélépipède, ont leurs arrêtes tournées par rapport aux axes du système de coordonnées, les angles d'Euler sont utilisés comme définis Fig. 6.1. Le centre de rotation étant le centre d'inertie de l'objet. La matrice de passage s'écrit alors :

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} \cos(\psi) \cos(\varphi) - \sin(\psi) \cos(\theta) \sin(\varphi) & -\cos(\psi) \sin(\varphi) - \sin(\psi) \cos(\theta) \cos(\varphi) & \sin(\psi) \sin(\theta) \\ \sin(\psi) \cos(\varphi) + \cos(\psi) \cos(\theta) \sin(\varphi) & -\sin(\psi) \sin(\varphi) + \cos(\psi) \cos(\theta) \cos(\varphi) & -\cos(\psi) \sin(\theta) \\ \sin(\theta) \sin(\varphi) & \sin(\theta) \cos(\varphi) & \cos(\theta) \end{pmatrix} \quad (6.1)$$

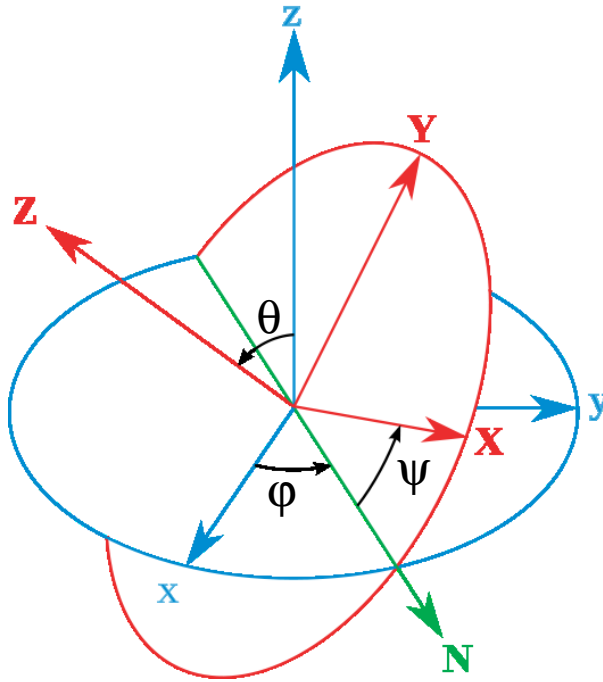


Figure 6.1 : Définition des angles d'Euler selon la convention Z – X – Z.
Schéma pris sur wikipédia.

6.2.1 Sphère

Pour la sphère il y a 4 champs à remplir :

- Le rayon de la sphère en nanomètre
- L'abscisse du centre de la sphère en nanomètre
- L'ordonnée du centre de la sphère en nanomètre
- La cote du centre de la sphère en nanomètre

6.2.2 Sphère inhomogène

La sphère est constitué avec une permittivité avec un bruit Gaussien avec une longueur de corrélation l_c et une amplitude A et une moyenne ε_r .

Pour la sphère inhomogène il y a 7 champs à remplir :

- Le rayon de la sphère en nanomètre
- L'abscisse du centre de la sphère en nanomètre
- L'ordonnée du centre de la sphère en nanomètre
- La cote du centre de la sphère en nanomètre
- la graine du tirage aléatoire
- La longueur de corrélation l_c
- L'amplitude d'oscillation A

6.2.3 Sphères aléatoires (longueur)

Toutes les sphères sont constituées de la même permittivité et ont le même rayon et sont distribuées aléatoirement dans un parallélépipède :

- L'arête du cube en nanomètre suivant l'axe x
- L'arête du cube en nanomètre suivant l'axe y
- L'arête du cube en nanomètre suivant l'axe z
- L'abscisse du centre du parallélépipède en nanomètre
- L'ordonnée du centre du parallélépipède en nanomètre
- La cote du centre du parallélépipède en nanomètre
- la graine du tirage aléatoire
- le rayon des sphères
- La densité de sphère, soit d = volume des sphères divisé par le volume du parallélépipède donc entre 0 et 0.5. Si la valeur dépasse les deux alors cela correspond au nombre de sphères distribuées aléatoirement dans la boîte.

6.2.4 Sphères aléatoires (maillage)

Toutes les sphères sont constituées de la même permittivité et ont le même rayon et sont distribuées aléatoirement dans un parallélépipède :

- L'abscisse du centre du parallélépipède en nanomètre
- L'ordonnée du centre du parallélépipède en nanomètre
- La cote du centre du parallélépipède en nanomètre
- Nombre de maille dans la direction x
- Nombre de maille dans la direction y
- Nombre de maille dans la direction z
- longueur de la maille en nanomètre
- le rayon des sphères
- la graine du tirage aléatoire
- La densité de sphère, soit d = volume des sphères divisé par le volume du parallélépipède donc entre 0 et 0.5. Si la valeur dépasse les deux

alors cela correspond au nombre de sphères distribuées aléatoirement dans la boîte.

6.2.5 Cube

Pour le cube il y a 4 champs à remplir :

- L'arête du cube en nanomètre
- L'abscisse du centre de la sphère en nanomètre
- L'ordonnée du centre de la sphère en nanomètre
- La cote du centre de la sphère en nanomètre

6.2.6 Parallélépipède (longueur)

Pour le parallélépipède il y a 9 champs à remplir :

- L'arête du cube en nanomètre suivant l'axe x
- L'arête du cube en nanomètre suivant l'axe y
- L'arête du cube en nanomètre suivant l'axe z
- L'abscisse du centre du parallélépipède en nanomètre
- L'ordonnée du centre du parallélépipède en nanomètre
- La cote du centre du parallélépipède en nanomètre
- Premier angle d'Euler ψ par rotation autour de l'axe z
- Deuxième angle d'Euler θ par rotation autour de l'axe x
- Troisième angle d'Euler φ par rotation autour de l'axe z

6.2.7 Parallélépipède (maille)

Pour le parallélépipède il y a 7 champs à remplir :

- L'abscisse du centre du parallélépipède en nanomètre
- L'ordonnée du centre du parallélépipède en nanomètre
- La cote du centre du parallélépipède en nanomètre
- Nombre de maille dans la direction x
- Nombre de maille dans la direction y
- Nombre de maille dans la direction z
- longueur de la maille en nanomètre

6.2.8 Parallélépipède inhomogène (longueur)

Pour le parallélépipède inhomogène il y a 9 champs à remplir :

- L'arête du cube en nanomètre suivant l'axe x
- L'arête du cube en nanomètre suivant l'axe y
- L'arête du cube en nanomètre suivant l'axe z
- L'abscisse du centre du parallélépipède en nanomètre
- L'ordonnée du centre du parallélépipède en nanomètre
- La cote du centre du parallélépipède en nanomètre
- la graine du tirage aléatoire

- La longueur de corrélation l_c
- L'amplitude d'oscillation A

6.2.9 Parallélépipède inhomogène (maille)

Pour le parallélépipède inhomogène il y a 9 champs à remplir :

- L'abscisse du centre du parallélépipède en nanomètre
- L'ordonnée du centre du parallélépipède en nanomètre
- La cote du centre du parallélépipède en nanomètre
- Nombre de maille dans la direction x
- Nombre de maille dans la direction y
- Nombre de maille dans la direction z
- longueur de la maille en nanomètre
- la graine du tirage aléatoire
- La longueur de corrélation l_c
- L'amplitude d'oscillation A

6.2.10 Ellipse

Pour l'ellipse il y a 9 champs à remplir :

- Le demi axe en nanomètre suivant l'axe x
- Le demi axe en nanomètre suivant l'axe y
- Le demi axe en nanomètre suivant l'axe z
- L'abscisse du centre de l'ellipse en nanomètre
- L'ordonnée du centre de l'ellipse en nanomètre
- La cote du centre de l'ellipse en nanomètre
- Premier angle d'Euler ψ par rotation autour de l'axe z
- Deuxième angle d'Euler θ par rotation autour de l'axe x
- Troisième angle d'Euler φ par rotation autour de l'axe z

6.2.11 Plusieurs sphères définies par l'utilisateur

Pour de sphères multiples dont on veut contrôler la position et le rayon, il convient d'abord de choisir avec la ligne du dessous *number of objects* le nombre N de sphères désirées. Après quand on clique sur *Props* il apparaît N fenêtres que l'on remplit comme pour la sphère unique. Attention les sphères doivent être disjointes, sinon le code s'arrête et signale l'erreur.

6.2.12 Plusieurs sphères définies par l'utilisateur entourées pas des sphères aléatoires

Pour des sphères multiples dont on veut contrôler la position et le rayon au milieu de sphères aléatoires (toutes les sphères aléatoires sont constituées de la même permittivité et ont le même rayon), il convient d'abord de choisir avec la ligne du dessous *number of objects* le nombre N de sphères désirées.

Après quand on clique sur *Props* il apparaît N fenêtres que l'on remplit. Les $N - 1$ premières fenêtres sont consacrées aux sphères dont la position et le rayon sont connus, puis le dernier objet concerne le milieu aléatoire.

Par exemple si nous voulons deux sphères, une d'un rayon de 500 nm positionnée en $x = z = -500$ nm et une autre d'un rayon de 300 nm positionnée en $x = z = 300$ nm entouré de sphère aléatoire de 100 nm avec une densité de 0.1 dans un cube de $2 \mu\text{m}$ de coté centé à l'origine. On choisit $N = 3$ puis on rentre la première sphère dans objet 1, la deuxième sphère dans objet 2, puis dans objet 3 on rentre tout ce qui est lié au milieu aléatoire, voir Fig. 6.2. Attention dans objet 1 et 2 il est rappelé les caractéristiques du milieu aléatoire mais les champs ne sont pas actifs. Le champ X (Y et Z) center correspond à la position de la sphère pour les $N - 1$ premier objet et à la position du centre de la boîte qui contient les pshères aléatoires pour le dernier robjet.

A noter que toutes les petites sphères aléatoires sont entièrement comprises dans la boîte et jamais dans les sphères connues. Il ne peut y a voir de sphères aléatoires tronquées.

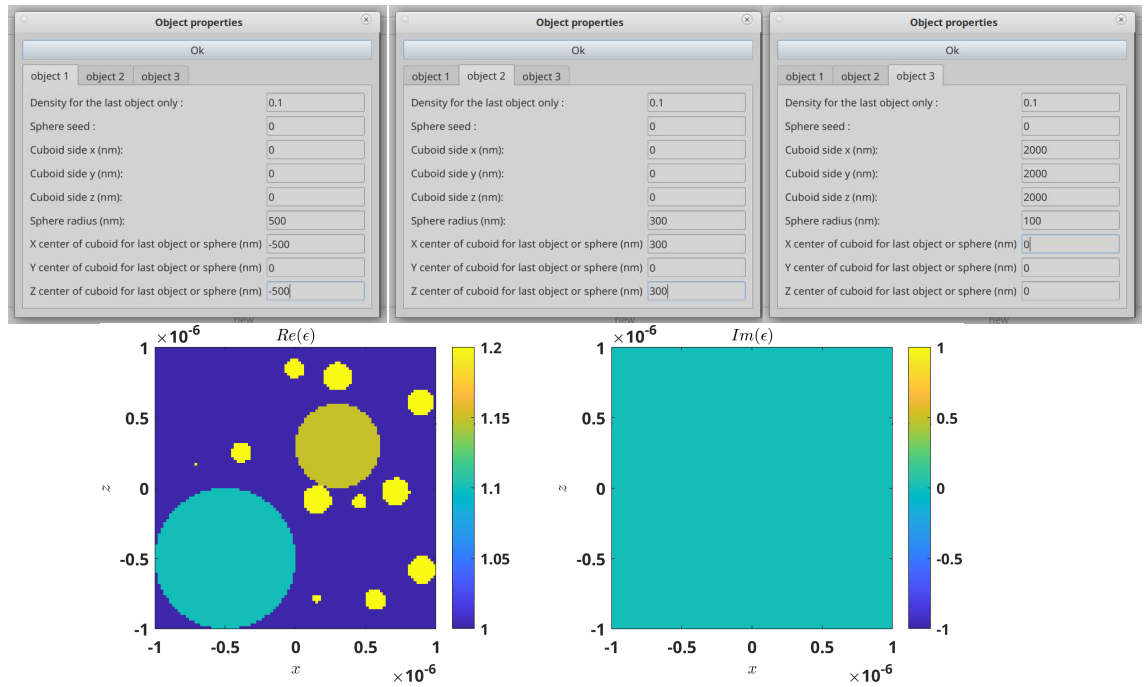


Figure 6.2 : Présentation des champs pour le cas de 2 sphères de rayons 500 et 300 nm entourées de petites sphères de 100 nm de rayons distribuées aléatoirement avec un cube de $2 \mu\text{m}$ de coté centé sur l'origine. En dessous on a tracé la permittivité relative dans le plan $y = 0$.

6.2.13 Cylindre

Pour le cylindre il y a 8 champs à remplir :

- Le rayon du cylindre en nanomètre
- La longueur du cylindre en nanomètre
- L'abscisse du centre du cylindre en nanomètre
- L'ordonnée du centre du cylindre en nanomètre
- La cote du centre du cylindre en nanomètre
- Premier angle d'Euler ψ par rotation autour de l'axe z
- Deuxième angle d'Euler θ par rotation autour de l'axe x
- Troisième angle d'Euler φ par rotation autour de l'axe z

6.2.14 Sphères concentriques

Pour des sphères concentriques il convient d'abord de choisir avec la ligne du dessous *number of objects* le nombre N de sphères concentriques. Après quand on clique sur *Props* il apparaît N fenêtres. La première fenêtre se remplit comme pour la sphère, et pour les fenêtres suivantes il suffit de rentrer le rayon en nanomètre. Les rayons doivent être rentrés dans l'ordre croissants, sinon le code signale l'erreur.

6.2.15 Objet arbitraire

Dans le cas d'un objet arbitraire celui-ci est défini par l'utilisateur. C'est à dire que celui-ci doit créer lui même l'objet, et il convient alors de faire ce fichier d'entrée en respectant les conventions choisies par le code. *namefile* est le nom du fichier contenant l'objet arbitraire et est demandé quand on choisi objet arbitraire. Celui-ci est codé en séquentiel et en ascii et est forcément décrit dans une boîte parallélépipédique. Ci dessous sont données les lignes de code permettant de créer ce fichier :

```
open(15,file=namefile,status='old',iostat=ierror)
write(15,*) nx,ny,nz
write(15,*) aretecube
do i=1,nz
  do j=1,ny
    do k=1,nx
      write(15,*) xs(i,j,k),ys(i,j,k),zs(i,j,k)
    enddo
  enddo
enddo
do i=1,nz
  do j=1,ny
    do k=1,nx
      if objet isotrope
        write(15,*) eps(i,j,k)
```

```

        elseif objet anisotrope
            do ii=1,3
                do jj=1,3
                    write(15,*) epsani(ii,jj,i,j,k)
                enddo
            enddo
        endif
    enddo
enddo
enddo

```

- n_x : taille du parallélépipède suivant l'axe x .
- n_y : taille du parallélépipède suivant l'axe y .
- n_z : taille du parallélépipède suivant l'axe z .
- aretecube : taille de la maille de discrétisation
- x : abscisse des mailles de discrétisation suivant l'axe x .
- y : ordonnée des mailles de discrétisation suivant l'axe y .
- z : cote des mailles de discrétisation suivant l'axe z .
- ϵ : epsilon de l'objet si isotrope
- ϵ_{sani} : epsilon de l'objet si anisotrope

Attention, les distances doivent être rentrées en mètre, et les permittivités relatives sont des nombres complexes et donc doivent être écrits sous la forme suivante : (1.0,0.0) par exemple pour la permittivité du vide. Le nombre total de mailles est donc de $N = n_x n_y n_z$. Il convient aussi de pas prendre des nombres premiers élevés pour le nombre de maille dans une direction donnée si on ne veut pas que les FFT soient lentes.

6.3 Choisir la permittivité relative

Quand le ou les objets sont choisis il convient alors de rentrer la permittivité relative. A part l'objet arbitraire, tous les objets définis par défaut dans le code sont considérés comme étant homogènes. Ils peuvent être isotropes ou anisotrope. On choisit donc *iso* ou *aniso* et on clique sur *Epsilon*.

- *iso* : Apparaît un tableau, où soit on rentre la permittivité relative à la main (partie réelle et partie imaginaire) ou on choisi un matériau dans la base de donnée.
- *aniso* : Apparaît un tableau où on rentre la permittivité relative à la main (partie réelle et partie imaginaire) pour toutes les composantes du tenseur anisotrope.

6.4 Choisir la discrétisation

Le nombre N_c rentré dans le champ de la discrétisation correspond au nombre de couche formant l'objet dans sa plus grande direction.

Quelques exemples :

- Pour une ellipse de demi axe (a, b, c) , ce sera le plus grand demi axe a qui sera choisi et l'arête de discrétisation sera de $2a/N_c$.
- Pour un cube le nombre de maille sera donc de $N = N_c^3$.

Etude possible avec le code

Sommaire

7.1 Introduction	42
7.2 Etude en champ lointain	43
7.3 Microscopy	45
7.4 Microscope confocal	48
7.5 Etude en champ proche	50
7.6 Force et couple optique	51

7.1 Introduction

Définir son objet avec la bonne orientation n'est pas chose facile. C'est pourquoi la première option *Only dipoles with epsilon*, permet de vérifier rapidement si l'objet rentré est bien celui désiré, sans qu'aucun calcul ne soit lancé. Une fois ceci fait, il y a trois grand champs : l'étude en champ lointain, l'étude en champ proche et les forces optiques.

Important : Notons que dans la DDA le calcul qui prend le plus de temps est le calcul du champ local du fait de la résolution du système d'équations linéaires. Une option a été rajoutée qui consiste à relire le champ local à partir d'un fichier. Quand cette option est sélectionnée, le nom d'un fichier est demandé, soit on rentre un ancien fichier soit un nouveau nom :

- Si c'est un nouveau nom, le calcul de champ local sera effectué puis stocké ainsi que la configuration choisie.
- Si c'est un ancien nom, le champ local sera relu avec une vérification qu'entre l'écriture et la relecture la configuration n'ait pas été changée. Ceci permet de relancer des calculs très rapidement pour une même configuration mais pour différentes études.

Notons aussi que si le calcul demandé a une importante discrétisation et que nous ne sommes pas intéressés pour avoir les fichiers de sortie en .mat (soit pour utiliser matlab, soit juste pour les contrôler), alors nous avons l'option "Do not write mat file". Ceci demande au code d'écrire aucun fichier .mat et permet au code d'aller plus vite, de moins remplir le disque dur et d'être mieux parallélisé.

7.2 Etude en champ lointain

Quand l'option champ lointain est sélectionnée trois possibilités apparaissent :

- *Cross section* : Cette option permet de calculer la section efficace d'extinction (C_{ext}), d'absorption (C_{abs}) et de diffusion (C_{sca}) par la différence des deux première, *i.e.* : $C_{\text{sca}} = C_{\text{ext}} - C_{\text{abs}}$. Les sections efficaces sont évaluées avec :

$$C_{\text{ext}} = \frac{4\pi k_0}{\|\mathbf{E}_0\|^2} \sum_{j=1}^N \text{Im} [\mathbf{E}_0^*(\mathbf{r}_j) \cdot \mathbf{p}(\mathbf{r}_j)] \quad (7.1)$$

$$C_{\text{abs}} = \frac{4\pi k_0}{\|\mathbf{E}_0\|^2} \sum_{j=1}^N \left[\text{Im} [\mathbf{p}(\mathbf{r}_j) \cdot (\alpha^{-1}(\mathbf{r}_j))^* \mathbf{p}^*(\mathbf{r}_j)] - \frac{2}{3} k_0^3 \|\mathbf{p}^*(\mathbf{r}_j)\|^2 \right]. \quad (7.2)$$

- *Cross section+Poynting* : Cette option calcule la section efficace de diffusion à partir de l'intégration du champ lointain diffracté par l'objet sur 4π stéradians, le facteur asymétrique et calcule la puissance rayonnée ($\langle \mathbf{S} \rangle \cdot \mathbf{n} R^2$ avec $\mathbf{S}$ le vecteur de Poynting, $\mathbf{n}$ la direction d'observation) par unité d'angle solide. Les valeurs *Ntheta* et *Nphi* permettent de donner le nombre de points utilisés pour calculer la section efficace d'extinction et représenter le vecteur de Poynting. Le logiciel donne une représentation 2D du vecteur de Poynting dans le plan (k_x, k_y) pour $k_z > 0$ et $k_z < 0$, et pour avoir une représentation 3D il faut utiliser matlab. Plus l'objet est grand et plus *Ntheta* et *Nphi* doivent être grand ce qui conduit pour des objets de plusieurs

longueurs d'onde à des calculs coûteux en temps.

$$C_{\text{sca}} = \frac{k_0^4}{\|\mathbf{E}_0\|^2} \int \left\| \sum_{j=1}^N [\mathbf{p}(\mathbf{r}_j) - \mathbf{n}(\mathbf{n} \cdot \mathbf{p}(\mathbf{r}_j))] e^{-ik_0 \mathbf{n} \cdot \mathbf{r}_j} \right\|^2 d\Omega \quad (7.3)$$

$$g = \frac{k_0^3}{C_{\text{sca}} \|\mathbf{E}_0\|^2} \times \int \mathbf{n} \cdot \mathbf{k}_0 \left\| \sum_{j=1}^N [\mathbf{p}(\mathbf{r}_j) - \mathbf{n}(\mathbf{n} \cdot \mathbf{p}(\mathbf{r}_j))] e^{-ik_0 \mathbf{n} \cdot \mathbf{r}_j} \right\|^2 d\Omega \quad (7.4)$$

$$\langle \mathbf{S} \rangle \cdot \mathbf{n} R^2 = \frac{ck_0^4}{8\pi} \left\| \sum_{j=1}^N [\mathbf{p}(\mathbf{r}_j) - \mathbf{n}(\mathbf{n} \cdot \mathbf{p}(\mathbf{r}_j))] e^{-ik_0 \mathbf{n} \cdot \mathbf{r}_j} \right\|^2 \quad (7.5)$$

Une autre solution pour aller plus vite (option *quick computation*) et de passer par des FFT pour le calcul du champ diffracté. Dans ce cas il convient bien sûr de discrétiser en ayant en tête que la relation $\Delta x \Delta k = 2\pi/N$ relie la maille de la discrétisation avec la taille de la FFT. La valeur de N peut être choisie avec le menu déroulant. Ceci convient pour des objets plus grands que la longueur d'onde. En effet $L = N\Delta x$ correspond à la taille de l'objet, soit $\Delta k = 2\pi/L$, et si la taille de l'objet est trop petite alors le Δk est trop grand est l'intégration est alors imprécise. A noter que, vu que l'intégration se fait sur deux plans parallèle au plan (x, y) , ne convient pas si l'incident fait un angle de plus de 70 degrés avec l'axe z . La représentation 3D du vecteur de Poynting avec matlab se fait à partir d'une interpolation sur les points calculés avec la FFT ce qui conduit parfois à des formes bizarres dans le plan (x, y) si la valeur de N est trop faible.

- *Conservation d'énergie.* Cette étude permet de calculer la quantité d'énergie absorbée, réfléchiée et transmise par l'objet choisi. Si l'objet est non absorbant alors la quantité d'énergie absorbée doit être proche de zéro et traduit le niveau de conservation d'énergie de la DDA. Attention celle-ci peut dépendre de la précision choisie pour la méthode itérative et de la forme de la polarisabilité.

Attention dans le cas de l'onde plane, qui a par définition une énergie infinie, le terme w_0 est redéfini pour que la puissance du faisceau laser soit répartie sur la taille de la FFT, soit une surface de $(N\Delta x)^2$.

7.3 Microscopy

Cette option demande d'abord le type de microscope voulu : Microscope holographique, microscope brightfield, microscope darkfield (champ sombre) et phase, etc. Suivant le microscope choisi, il y a différent champ à remplir comme par exemple l'ouverture numérique de la lentille objectif utilisée (forcément entre 0 et 1). Par défaut les lentilles sont placées parallèlement au plan (x, y) et du côté des z positifs. Le foyer du microscope est placé par défaut à l'origine du repère (Fig. 7.1), mais peut être changé via le champ "Position of the focal plane". Le grossissement du microscope est G et doit être supérieur à 1.

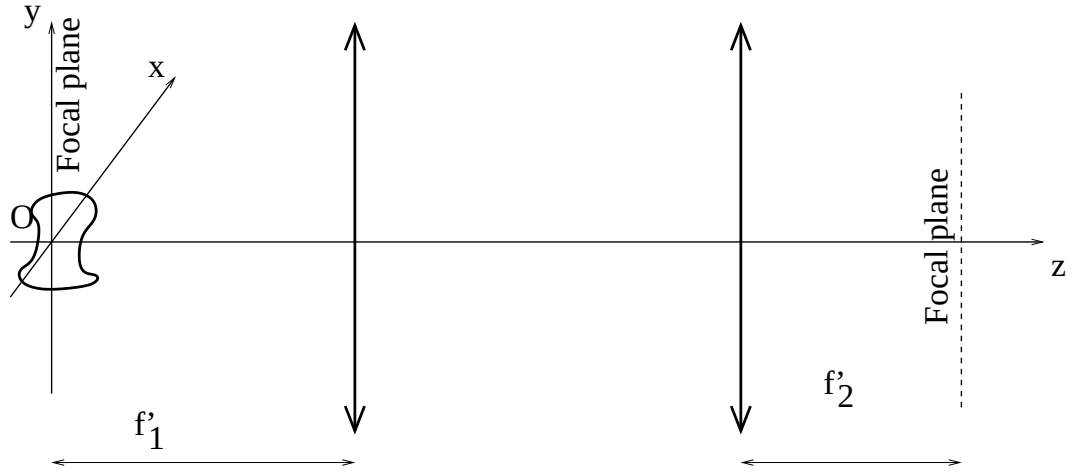


Figure 7.1 : Schéma simplifié du microscope. Le foyer objet de la lentille objectif est à l'origine du repère. L'axe de la lentille est confondu avec l'axe z et du côté des z positifs.

Le calcul peut s'effectuer à partir de la somme du rayonnement des dipôles (très long quand l'objet a beaucoup de dipôles, mais quand l'objet est petit c'est de loin le plus pratique) ou avec des FFT (option *quick computation*) avec la même valeur de N que celle choisie précédemment (A utiliser quand l'objet est gros et comporte beaucoup de dipôle). Dans ce cas $\Delta x \Delta k = 2\pi/N$ avec Δx la maille de discrétisation de l'objet qui correspond aussi à la discrétisation du plan image. Celui a donc une taille de $L = N\Delta x$. Il est évident que si la maille de discrétisation de l'objet est petite alors il faut un grand N pour avoir un Δk plus petit que k_0 .

Le champ diffracté en champ lointain à une distance r de l'origine ou se situe l'objet s'écrit sous la forme suivante $\mathbf{E}^f = S(k_x, k_y, \mathbf{r}_{\text{objet}}) \frac{e^{ikr}}{r}$. Le champ diffracté dans le plan de Fourier image de la première lentille s'écrit

alors $\frac{S(k_x, k_y, \mathbf{r}_{\text{objet}})}{-2i\pi\gamma}$ avec $\gamma = \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2}$ et l'image à travers le microscope consiste donc à calculer sa transformée de Fourier, $\mathbf{E}^i = \mathcal{F}(\mathbf{E}^f)$.

Pour prendre en compte le grossissement du microscope dans la formation de l'image nous effectuons une rotation du champ diffracté en champ lointain avant d'effectuer sa transformée de Fourier :

$$\mathbf{E}^i = \mathcal{F}(R(\theta)\mathbf{E}^f) \quad (7.6)$$

$$\text{avec } R(\theta) = \begin{pmatrix} u_x^2 + \cos\theta(1 - u_x^2) & u_x u_y (1 - \cos\theta) & u_y \sin\theta \\ u_x u_y (1 - \cos\theta) & u_y^2 + \cos\theta(1 - u_y^2) & -u_x \sin\theta \\ -u_y \sin\theta & u_x \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \quad (7.7)$$

$$\theta = \sin^{-1}[\sin(-\beta)/G] - \beta \quad (7.8)$$

$$\beta = \cos^{-1}(k_z/k_0) \quad (7.9)$$

$$u_x = -k_y/k_{\parallel} \quad (7.10)$$

$$u_y = k_x/k_{\parallel}. \quad (7.11)$$

Le code offre la possibilité de simuler un microscope en transmission ($k_z > 0$) ou un microscope en réflexion ($k_z < 0$). Notons, en transmission uniquement car il n'y a pas de spéculaire en réflexion (sauf pour le confocal et le speckle total), que quand le champ total est calculé (champ diffracté plus champ incident) dans le cas d'une ou des ondes planes, l'onde plane dans l'espace de Fourier est un Dirac que nous plaçons au pixel le plus proche correspondant au vecteur d'onde incident. Dans ce cas la dynamique de l'image est telle que seule l'onde plane incidente est visible et le champ diffracté trop faible pour apparaître. Cette option est surtout intéressante dans le cas d'un faisceau Gaussian.

Dans le menu microscopy, différents microscopes sont proposés.

Le premier microscope de la liste est le microscope holographique, *Holographic*, qui est un microscope un peu particulier car il est éclairé par un incident cohérent (souvent une onde plane ou un faisceau Gaussien mais ce n'est pas obligatoire), puis le champ diffracté est mesuré en module et en phase à travers un système interférentiel (off-axis par exemple) et ce pour les différentes composantes x , y ou z (généralement l'expérimentateur n'a pas accès à z , mais cette composante est très faible du fait du fort grossissement du microscope). Le résultat donné par le code est donc le champ diffracté par l'objet (Fourier plane) en module et en phase et l'image obtenue à travers le microscope à la position du foyer image (Image plane) en module et en phase avec et sans la présence du champ incident. Le champ incident est celui défini dans le code dans la partie illumination properties.

Les autres microscopes proposés sont plus classiques dans le sens où l'éclairement est incohérent et nous obtenons au final l'intensité lumineuse dans le plan focal image du microscope. Pour obtenir l'éclairement incohérent on éclaire par de nombreuses ondes planes avec les deux polarisations et on somme toutes les images obtenues en intensité. Ce calcul demande donc

de nombreuses illuminations et peut donc présenter un temps de calcul important. Le pas de discrétisation des illuminations incidentes dans le domaine de Fourier est choisi tel que $\Delta k_{\text{inc}} < \pi/l$ où l est la taille maximum de l'échantillon et avec la condition que $\Delta k_{\text{inc}} = m\Delta k$ avec $m \in \mathbb{N}^*$. A noter que si on utilise l'interface matlab pour tracer les images alors les incidents choisis par le code seront indiqués sur la figure 560.

- *Brightfield* Pour ce microscope il convient définir NA=l'ouverture numérique du condenseur, Fig. 7.2(a). Puis l'intensité diffractée par l'objet seul est calculée, ainsi que l'intensité totale qui correspond au microscope brightfield.
- *Darkfield & contraste de phase* : La microscopie en champ sombre éclaire l'objet suivant un anneau compris entre NA (NA condenseur dans l'interface graphique) et NA (central aperture), voir Fig. 7.2(b). La somme incohérente de tous les champs diffractés entre NA (condenser) et NA (central aperture) est faite. Le résultat est donné dans "image plane" sans le champ incident (champ sombre) et pour le microscope de phase il est rajouté au champ diffracté obtenu par le champ sombre, le champ incident déphasé de $\pi/2$.
- *Darkfield Cône & contraste de phase* : C'est la même chose que le microscope précédent sauf que la somme est faite sur les génératrices du cône, voir Fig. 7.2(c). A préférer si NA (condenser)-NA (central aperture) est très petit.
- *Schieren* : La pupille d'illumination de rayon NA peut être décentrée en n'importe quelle position, voir Fig. 7.2(d). Le code renvoie l'intensité diffractée par l'objet seul et l'intensité totale (incident+diffracté).
- *Contraste de phase expérimental* : Ce microscope utilise l'éclairage du Darkfield avec un éclairage entre NA (condenser) et NA (central aperture), voir Fig. 7.2(b). Puis il déphase de $\pi/2$ le champ diffracté plus l'incident qui sont compris dans le domaine de Fourier entre NA (condenser) et NA (central aperture). Le fait de déphaser aussi le champ diffracté dans l'anneau d'éclairage correspond exactement à ce qui se passe expérimentalement.

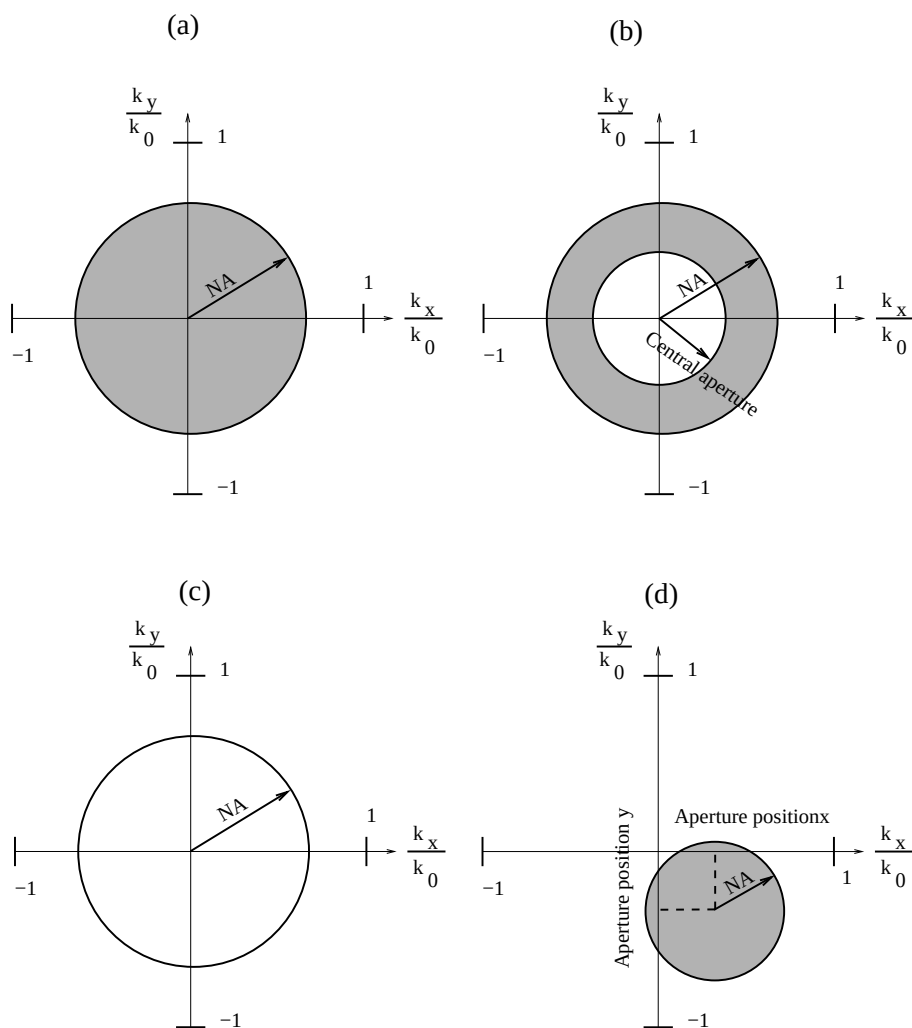


Figure 7.2 : Différents masques dans le domaine de Fourier pour l'illumination pour simuler différents types de microscope. (a) Eclairement dans un cône d'ouverture NA . (b) Eclairement dans un cône d'ouverture $NA-NA_{\text{centralouverture}}$. (c) Eclairement selon les génératrices d'un cône d'ouverture NA . (d) Eclairement dans une pupille d'ouverture NA centrée sur le point $(k_x/k_0, k_y/k_0)$.

7.4 Microscope confocal

La microscopie confocale est une technique d'imagerie optique qui permet d'observer des échantillons biologiques en trois dimensions avec une résolution élevée. Le principe de la microscopie confocale repose sur l'utilisation d'un système de balayage qui permet de focaliser le laser sur un point précis de l'échantillon. Ce point est ensuite balayé pour former une image en deux

dimensions. Ensuite, la focalisation est déplacée en profondeur pour former une série d'images en trois dimensions.

La microscopie confocale permet de supprimer les signaux provenant de plans de l'échantillon situés en dehors du plan focal, ce qui permet d'obtenir des images nettes et précises. Elle permet également de réaliser des coupes optiques en profondeur de l'échantillon, ce qui permet d'observer les structures internes.

Le code simule un microscope confocal idéal en réflexion et transmission, c'est à dire que le sténopé dans le plan focal conjugué du plan focal de l'objectif est considéré comme infiniment petit. Dans un microscope confocal on obtient donc une pile d'image (x, y) en fonction de z . Dans le code on rentre donc la borne inférieure et supérieure de z ainsi que le pas en z désiré et l'ouverture numérique de la lentille objectif du microscope.

Si on prend un pas en z nul, seul un plan sera calculé, de même si la borne inférieure et supérieure sont identiques.

L'interface graphique ne montre qu'un plan (x, y) choisi au milieu de la pile d'image en z . Il faut utiliser matlab pour avoir accès à la pile d'image et pouvoir observer ce qui se passe dans la direction z .

Dans le cas du microscope confocal en transmission, le champ incident n'est pas calculé, seul le champ diffracté par l'objet est utilisé pour calculer l'image.

Attention il ne faut pas confondre le microscope confocal avec l'éclairage confocal.

Le principe du calcul est le suivant. Pour un confocal polarisé suivant l'axe x , on éclaire successivement, dans l'ouverture numérique du microscope, par N ondes planes (dans l'ouverture numérique du microscope) ayant la structure suivante :

$$\mathbf{E}_0(\mathbf{k}, \mathbf{r}) = \begin{pmatrix} \frac{k_z}{\sqrt{k_z^2 + k_x^2}} \\ 0 \\ \frac{-k_x}{\sqrt{k_z^2 + k_x^2}} \end{pmatrix} e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}}, \quad (7.12)$$

avec $k_z = \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2}$ et $\mathbf{k}$ le vecteur d'onde incident de l'onde plane, ce qui correspond à l'éclairage confocal vu Eq. (5.26). Pour chaque onde plane, le champ diffracté par l'objet dans le plan image, $\mathbf{E}_{\text{image}}(\mathbf{k}, \mathbf{r})$, est calculé avec le grossissement adéquat et en utilisant l'ouverture numérique du confocal. Le champ mesuré par le microscope confocal en un point $\mathbf{r}_0$ s'écrit alors :

$$\mathbf{E}_{\text{confocal}}(\mathbf{r}_0) = \sum_{\mathbf{k}} \mathbf{E}_{\text{image}}(\mathbf{k}, \mathbf{r}_0) e^{i(k_x x_0 + k_y y_0 - k_z z_0)}. \quad (7.13)$$

Le champ incident focalise en un point $\mathbf{r}_0$ et l'on mesure le champ dans le plan image au point conjugué de $\mathbf{r}_0$. On a bien sûr l'hypothèse que le

diaphragme du confocal est infiniment petit. Notons que dans l'exponentielle $e^{i(k_x x_0 + k_y y_0 - k_z z_0)}$ nous avons $+(k_x x_0 + k_y y_0)$ car le microscope renverse l'image finale.

7.5 Etude en champ proche

Quand l'option champ proche est sélectionnée deux possibilités apparaissent :

- *Local field* : Cette option permet de tracer le champ local à la position de chaque élément de discrétisation. Le champ local étant le champ à la position de chaque élément de discrétisation en l'absence de lui même, cela correspond à ce qu'on appelle aussi le champ microscopique. C'est le champ qui est calculé lors de la résolution du système d'équations linéaires.
- *Macroscopic field* : Cette option permet de tracer le champ macroscopique à la position de chaque élément de discrétisation. Le lien entre le champ local et le champ macroscopique est donné Ref.⁵ :

$$\mathbf{E}_{\text{macro}} = 3 \left(\varepsilon + 2 - i \frac{k_0^3 d^3}{2\pi} (\varepsilon - 1) \right)^{-1} \mathbf{E}_{\text{local}} \quad (7.14)$$

Nous avons donc une relation linéaire avec une petite partie imaginaire qui tient compte de la réaction de rayonnement.

La dernière option permet de choisir le maillage dans lequel le champ local et macroscopique sont représentés et de choisir la MDDA.

- *Objet* : Seul le champ dans l'objet est représenté. Cette option est passée automatiquement à la suivante quand des FFT sont utilisées que ce soit pour l'illumination ou la diffraction. L'option calculant l'émissivité, le choix de calcul avec la méthode de la propagation du faisceau ou l'option de relecture passe aussi à l'option suivante.
- *Cube* : Le champ est représenté dans un cube ou le parallélépipède contenant l'objet.
- *Wide field* : Le champ est représenté dans une boîte plus grande que l'objet. La taille de la boîte est fixée à la taille de l'objet (wide field) + Additional sideband (x , y ou z) de chaque côté de l'objet. Par exemple pour une sphère avec un rayon $r = 100$ nm et discrétisation de 10, soit une maille de 10 nm, avec un Additional sideband x de 2, 3 pour y et 4 pour z , nous avons une boîte de taille totale :

$$l_x = 100 + 2 \times 2 \times 10 = 140 \text{ nm} \quad (7.15)$$

$$l_y = 100 + 2 \times 3 \times 10 = 160 \text{ nm} \quad (7.16)$$

$$l_z = 100 + 2 \times 4 \times 10 = 180 \text{ nm} \quad (7.17)$$

$$(7.18)$$

Le champ à l'intérieur de la zone de champ proche Wide Field est calculé comme :

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{ADE}, \quad (7.19)$$

ce qui dans le cas rigoureux donne le champ dans toute la zone de champ proche, c'est à dire dans l'objet et dans le voisinage qui a été donné par les "Additional sideband".

- *MDDA* : Cette option permet de calculer le champ dans l'objet en mettant celui-ci dans un background absorbant de la forme $\varepsilon = 1 + i\eta$.^{34,35} Cette option permet d'améliorer la convergence des méthodes itératives en améliorant le conditionnement de la matrice. Quand cette option est choisie quatre champs apparaissent. Le champ "Absorbing factor" qui correspond à la valeur de η . L'autre champ correspond au "no reflective boundary condition" (NRBC) voulues :

$$n(\mathbf{r}) = \frac{n_{\text{air}} + n_{\text{ref}}}{2} + \frac{(n_{\text{air}} - n_{\text{ref}})}{2} \frac{\tanh[\alpha(2\delta/l - 1)]}{\tanh \alpha}, \quad (7.20)$$

avec $\alpha = 1, 2, 3$ et $\tanh$ peut être remplacé par la erf fonction. Les deux champs dessous demande la largeur de la NRBC (l) et la largeur de l'apodization (L). Ces deux largeurs sont données en nombre de longueur d'onde. L'apodisation correspond à une distance L où le champ incident est apodisé par une fonction cosinus.

Quand on utilise cette fonction il faut vérifier que l , L et η sont bien choisis. A noter que seul trois objets sont encore faits avec cette option (inhomogeneous et sphere) et seul l'onde plane et le faisceau Gaussian paraxial sont programmés. Quand on rentre la valeur de la discrétisation, la taille de la maille est calculée sur la longueur totale, c'est à dire $d = (2L + 2l + a)$ avec a la taille de l'objet. Il faut donc tenir compte de la largeur de la NRBC et de l'apodisation pour avoir la taille définitive de la maille.

7.6 Force et couple optique

Quand l'option force est sélectionnée quatre possibilités apparaissent :

- *Optical force* : Calcul de la force optique s'exerçant sur le ou les objets.
- *Optical force density* : Permet de tracer la densité de force optique.
- *Optical torque* : Calcul du couple optique s'exerçant sur le ou les objets. Le couple est calculé pour une origine placé au centre de gravité de l'objet.
- *Optical torque density* : Permet de tracer la densité de couple force optique.

Le couple et la force optique sont calculées avec^{36,37} :

$$F_u = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N \operatorname{Re} \left(\sum_{v=1}^3 p_v(\mathbf{r}_j) \frac{\partial (E_v(\mathbf{r}_j))^*}{\partial u} \right) \quad (7.21)$$

$$\mathbf{\Gamma} = \sum_{j=1}^N \left[\mathbf{r}_j \times \mathbf{F}(\mathbf{r}_j^g) + \frac{1}{2} \operatorname{Re} \{ \mathbf{p}(\mathbf{r}_j) \times [\mathbf{p}(\mathbf{r}_j)/\alpha_{\text{CM}}(\mathbf{r}_j)]^* \} \right] \quad (7.22)$$

où u et v représente x, y , ou z . $\mathbf{r}_j^g$ est le vecteur entre l'élément j et le centre de masse de l'objet.

Représentation des résultats

Sommaire

8.1 Introduction	53
8.2 Sorties numériques	53
8.3 Graphiques	54
8.3.1 Plot epsilon/dipoles	54
8.3.2 Champ lointain et microscopie	54
8.3.2.1 Plot Poynting	54
8.3.2.2 Plot microscopy	55
8.3.3 Etude du Champ proche	55
8.3.4 Force et couple optique	55

8.1 Introduction

Trois fenêtres permettent de gérer et représenter les résultats demandés. Celle du haut permet de générer les différentes figures, celle en bas à gauche présente les valeurs numériques demandées et celle en bas à droite est réservée aux représentations graphiques.

8.2 Sorties numériques

Tous les résultats sont donnés dans le système SI.

- *Object subunits* : Nombre d'éléments de discrétisation de l'objet étudié.
- *Mesh subunits* : Nombre d'éléments de discrétisation du parallélépipède contenant l'objet étudié.
- *Mesh size* : Taille de l'élément de discrétisation.
- $\lambda/(10|n|)$: Pour avoir une bonne précision, il est conseillé d'avoir une discrétisation en dessous de la valeur de $\lambda/10$ dans le matériau considéré d'indice optique n .

- k_0 : Nombre d'onde.
- *Irradiance* : Irradiance du faisceau, pour un faisceau Gaussien, elle est estimée au centre du col.
- *Field modulus* : Module du champ, pour un faisceau Gaussien, il est estimé au centre du col.
- *Tolerance obtained* : Tolérance obtenue pour la méthode itérative choisie. Logiquement en dessous de la valeur demandée.
- *Number of products Ax (iterations)* : Nombre de produits matrice vecteur effectué par la méthode itérative. Entre parenthèse le nombre d'itération de la méthode itérative.
- *Extinction cross section* : Valeur de la section efficace d'extinction.
- *Absorbing cross section* : Valeur de la section efficace d'absorption.
- *Scattering cross section* : Valeur de la section efficace de diffusion obtenue par = section efficace d'extinction- section efficace d'absorption.
- *Scattering cross section with integration* : Valeur de la section efficace de diffusion obtenue par intégration du champ lointain rayonné par l'objet.
- *Scattering assymetric parameter* : Facteur asymétrique.
- *Optical force x* : Force optique suivant l'axe x .
- *Optical force y* : Force optique suivant l'axe y .
- *Optical force z* : Force optique suivant l'axe z .
- *Optical force modulus* : Module de la force optique.
- *Optical torque x* : Couple optique suivant l'axe x .
- *Optical torque y* : Couple optique suivant l'axe y .
- *Optical torque z* : Couple optique suivant l'axe z .
- *Optical torque modulus* : Module du Couple optique.

8.3 Graphiques

8.3.1 Plot epsilon/dipoles

Le bouton *Plot epsilon/dipoles* permet de voir la position de chaque élément de discrétisation. La couleur de chaque point est associée à la valeur de la permittivité de la maille considérée.

8.3.2 Champ lointain et microscopie

8.3.2.1 Plot Poynting

Plot Poynting : permet de tracer le module du vecteur de Poynting dans le plan (k_x, k_y) pour $k_z > 0$ et $k_z < 0$. Attention quand la calcul rapide est utilisé il peut y avoir des effets de discrétisation, dans ce cas il faut augmenter le nombre de maille pour la FFT.

8.3.2.2 Plot microscopy

Plot microscopy : permet de tracer le champ diffracté en champ lointain par l'objet que ce soit le module du champ ou de la composante x , y ou z . Puis le champ vectoriel sur la plan image est représenté en considérant un grossissement G pour le microscope. La focalisation est faite sur le plan $z = 0$ et ne peut pas être changée. Pour défocaliser il convient donc de jouer sur la position de l'objet.

Le champ diffracté est représenté sur un maillage régulier en $\Delta k_x = \Delta k_y$ tel que $\sqrt{k_x^2 + k_y^2} \leq k_0 \text{ NA}$ avec origine des phases à l'origine du repère (x, y, z) . Si le calcul est fait par rayonnement des dipôles alors l'image obtenue a pour taille $k_0 \text{ NA}$ et est discrétisé tel que $\Delta k_x = 2k_0 \text{ NA}/N$, et si celui-ci est fait par transformée de Fourier alors la taille de l'image est fixée par la discrétisation de l'objet Δx avec la relation $\Delta x \Delta k = 2\pi/N$.

Le champ dans le plan image est calculé avec la transformée de Fourier inverse. Nous avons donc avec le calcul par rayonnement des dipôles :

$$\Delta x \Delta k_x = \frac{2\pi}{N} \quad (8.1)$$

$$\Delta x 2k_0 \text{ NA} = 2\pi \quad (8.2)$$

$$\Delta x = \frac{\lambda}{2\text{NA}} \quad (8.3)$$

La taille du pixel de l'image est donc de $\lambda/(2\text{NA})$.

Si le calcul du champ diffracté a été fait par transformée de Fourier alors la discrétisation c'est celle du maillage.

Notons que si le champ arbitraire est utilisé pour le calcul à travers le microscope, l'utilisateur devra rentrer un champ qui se propage dans la direction des z positifs et de plus le champ défini devra comprendre la valeur $z = 0$.

8.3.3 Etude du Champ proche

- Le premier bouton *Field* permet de choisir de représenter le champ incident, le champ local ou le champ macroscopique.
- Le bouton *Type* permet de choisir de représenter le module ou la composante x , y ou z du champ étudié.
- Le bouton *Cross section x (y ou z)* permet de choisir l'abscisse de la coupe (ordonnée ou cote). *Plot x (y ou z)* trace la coupe. *Plot all x* trace toutes les coupes d'un seul coup.

8.3.4 Force et couple optique

- Le premier bouton *Field* permet de choisir de représenter la force ou le couple optique.

- Le bouton *Type* permet de choisir de représenter le module ou la composante x , y ou z du champ étudié.
- Le bouton *Cross section x* (y ou z) permet de choisir l'abscisse de la coupe (ordonnée ou cote). *Plot x* (y ou z) trace la coupe. *Plot all x* trace toutes les coupes d'un seul coup.

Fichiers de sortie pour matlab, octave, scilab,...

Sommaire

9.1 Introduction	57
9.2 Liste de tous les fichiers de sortie	58
9.3 Liste des noms des figures créés par ifdda.m	60

9.1 Introduction

Il n'est pas forcément nécessaire d'utiliser l'interface graphique du programme pour regarder les résultats. Pour les sorties scalaires tous les résultats sont dans le fichier output et pour les images il est possible d'utiliser directement les fichiers de sortie en ascii ou en hdf5 et les lire à travers d'autres logiciels tels que Matlab, Octave, Scilab,...

Quand l'option avancée est choisie, il est possible de choisir de sauvegarder les données soit dans des fichiers .mat séparées, soit dans un seul fichier hdf5. ifdda lira soit l'un soit l'autre suivant ce que l'utilisateur a choisi.

- Dans le cas du fichier en hdf5, il y a six groupes de créés : option (les options choisies par l'utilisateur), near field (les données de champ proche), microscopy (les données de la microscopie), far field (les données du champ lointain), et dipole (position des éléments de discrétisation et permittivité).
- Pour les fichier.mat toutes les sorties sont formatées sous la forme d'un unique vecteur colonne ou deux vecteurs colonnes si le nombre est un complexe (la partie réelle étant associée à la première colonne et le partie imaginaire à la deuxième colonne).

- Dans le fichier hdf5 toutes les sorties sont formatées sous la forme d'un unique vecteur colonne et avec deux tableaux séparés dans le cas des nombres complexes.
- Dans le cas où le fichier contient des données tridimensionnelles, celles-ci sont toujours rangées de la manière suivante :

```

do i=1,nz
  do j=1,ny
    do k=1,nx
      write(*,*) data(i,j,k)
    enddo
  enddo
enddo

```

Les données tridimensionnelles seront repérées par (3D) en début de ligne.

Dans le bin ifdda.m permet d'avoir une sortie matlab des figures. A l'endroit où l'on exécute le code il suffit donc de lancer matlab et écrire sous matlab ifdda. Le code matlab ifdda.m reconnaîtra les options choisies par l'utilisateur et tracera tout ce que celui-ci a demandé. Si les fichiers tridimensionnels sont un peu gros (beaucoup de point de discrétisation), le chargement de ceux-ci peut prendre un peu de temps en .mat, le format hdf5 est alors plus rapide.

9.2 Liste de tous les fichiers de sortie

- x, y, z représentent les différentes coordonnées utilisées.
- (3D) epsilon contient la permittivité de l'objet.
- (3D) xc, yc, zc contiennent les coordonnées de tous les points du maillage.
- (3D) xwf, ywf, zwf contiennent les coordonnées de tous les points du maillage dans lequel le champ proche est calculé quand l'option champ large (wide field) est utilisée.
- (3D complexe) incidentfieldx (x,y) contient la composante x(y,z) du champ incident dans l'objet uniquement.
- (3D) incidentfield contient le module du champ incident dans l'objet uniquement.
- (3D complexe) macroscopicfieldx (x,y) contient la composante x(y,z) du champ macroscopique dans l'objet uniquement.
- (3D) macroscopicfield contient le module du champ macroscopique dans l'objet uniquement.
- (3D complexe) mlocalfieldx (x,y) contient la composante x(y,z) du champ local dans l'objet uniquement.
- (3D) localfield contient le module du champ local dans l'objet uniquement.

- (3D complexe) `incidentfieldxwf (x,y)` contient la composante $x(y,z)$ du champ incident dans la boite de champ proche en large champ.
- (3D) `incidentfieldwf` contient le module du champ incident dans la boite de champ proche en large champ.
- (3D complexe) `macroscopicfieldxwf (x,y)` contient la composante $x(y,z)$ du champ macroscopique dans la boite de champ proche en large champ.
- (3D) `macroscopicfieldwf` contient le module du champ macroscopique dans la boite de champ proche en large champ.
- (3D complexe) `localfieldxwf (x,y)` contient la composante $x(y,z)$ du champ local dans la boite de champ proche en large champ.
- (3D) `localfieldwf` contient le module du champ local dans la boite de champ proche en large champ.
- `theta` est un tableau qui contient tous les angles `theta` correspondant à toutes les directions dans lesquelles le vecteur de Poynting est calculé. Il est de taille $(Ntheta+1)*Nphi$.
- `phi` est un tableau qui contient tous les angles `phi` correspondant à toutes les directions dans lesquelles le vecteur de Poynting est calculé. Il est de taille $(Ntheta+1)*Nphi$.
- `poynting` contient le module du vecteur de poynting dans la direction `theta` et `phi` de taille $(Ntheta+1)*Nphi$.
- (3D) `forcex (y,z)` contient la composante x de la force optique dans l'objet uniquement.
- (3D) `torquex (y,z)` contient la composante x de la force optique dans l'objet uniquement.
- (2D) `fourier(x,y,z)` contient le champ diffracté dans le plan de fourier en module (x,y,z) .
- (2D) `fourierinc(x,y,z)` contient le champ total dans le plan de fourier en module (x,y,z) .
- `kxfourier` contient les coordonnées du plan de Fourier.
- (2D) `image(x,y,z)` contient le champ diffracté dans le plan image en module (x,y,z) .
- (2D) `imageinc(x,y,z)` contient le champ total dans le plan image en module (x,y,z) .
- (2D) `imagebf(x,y,z)` contient le champ diffracté dans le plan image en module (x,y,z) pour un microscope champ sombre.
- (2D) `imageincbf(x,y,z)` contient le champ total dans le plan image en module (x,y,z) pour un microscope brightfield.
- (2D) `imagedf(x,y,z)` contient le champ diffracté dans le plan image en module (x,y,z) pour un microscope champ sombre.
- (2D) `imageincdf(x,y,z)` contient le champ total dans le plan image en module (x,y,z) pour un microscope de phase.

- `imageconf(x,y,z)` contient l'intensité obtenue par un microscope confocal. La taille du fichier est la taille de la FFT au carrée par le nombre de coupe en z choisi.
- `ximage` contient les positions des pixels pour toutes les options de microscopie.
- `Poynting` contient le module de Poynting dans la direction θ et ϕ .
- `theta` et `phi` contiennent la direction θ et ϕ pour Poynting.
- `poyntingneg` et `poyntingpos` contiennent Poynting pour $k_z < 0$ et $k_z > 0$ respectivement dans le plan (k_x, k_y) .
- `kx` et `ky` contiennent les coordonnées pour `poyntingneg` et `poyntingpos`.
- `fieldconfm(3D)` contient le module de l'image du champ confocal en réflexion ou transmission.
- `fieldconfx(y,z)` (3D) contient la composante $x(y,z)$ du champ confocal en réflexion ou transmission.

9.3 Liste des noms des figures créées par ifdda.m

Quand on utilise `ifdda.m` on peut choisir l'option "print" pour imprimer les figures avec le format que l'on souhaite (par défaut `eps`). Les figures sont imprimées avec ou sans les sliders et autres `uiinterface matlab`. Sans les commandes `uiinterface`, on utilise `exportgraphics` avec une résolution de 300 dpi, et avec les commandes `uiinterface` on utilise `imwrite` et dans ce cas là, la résolution ne peut pas être choisie. A noter que les formats d'images disponibles ne sont pas les mêmes suivant que l'on choisisse `imwrite` ou `exportgraphics`.

Nom de la figure	Description de la figure
dipolepos.eps	Représente les dipôles choisis en trois dimensions avec un niveau de couleur fonction de la valeur de ε .
epsilon.eps	Trace les coupes de permittivité relative de l'objet
incident.eps	Trace les coupes du champ incident
local.eps	Trace les coupes du champ local
macroscopic.eps	Trace les coupes du champ macroscopique
poynting2d.eps	Trace le module du vecteur de Poynting en 2 dimensions pour $k_{>0}$ et $k_z < 0$
poynting3d.eps	Trace le module du vecteur de Poynting en 3 dimensions
force2d.eps	Trace les coupes de la densité de force optique
force3d.eps	Trace à trois dimensions la densité de force optique
torque2d.eps	Trace les coupes de la densité de couple optique
torque3d.eps	Trace à trois dimensions la densité de couple optique
fourier.eps	Trace dans le plan de Fourier le champ diffracté pour le microscope holographique
fourierinc.eps	Trace dans le plan de Fourier le champ diffracté plus le champ incident pour le microscope holographique (pas de champ incident en réflexion)
image.eps	Trace dans le plan image le champ diffracté pour le microscope holographique
imageinc.eps	Trace dans le plan image le champ diffracté plus le champ incident pour le microscope holographique (pas de champ incident en réflexion)
angleincmic.eps	Trace toutes les ondes planes prises pour simuler les différents microscopes (bright field, wide field, dark field, schieren, etc)
imagemic.eps	Trace l'intensité dans le plan image du champ diffracté pour les différents microscopes
imageincmic.eps	Trace l'intensité dans le plan image du champ diffracté plus du champ incident pour les différents microscopes (pas de champ incident en réflexion)
confocal.eps	Trace l'intensité dans le plan image du microscope confocal
angleincconfocal.eps	Trace toutes les ondes planes prises pour simuler le microscope confocal

Table 9.1 : Nom des figures sauvées par le code ifdda.m avec leur description.

Quelques exemples

Sommaire

10.1 Introduction	62
10.2 Test1	62
10.3 Test2	67
10.4 Test3	72
10.5 Test4	74

10.1 Introduction

Dans bin/tests est disposé un fichier options.db3. Si on le copie un directory en dessous “cp options.db3 ../”, quand on lance le code après on clique sur load, et il apparaît quatre configurations tests qui permettent de voir toutes les options en action.

10.2 Test1

Le but du test1 est de tester un cas simple et de nombreuses options du code afin de les valider. La Fig. [10.1](#) montre les options de la configuration choisie.

Start calculation		Save configuration	
Advanced interface	☒		
Near field computation	Rigorous		
Read local field from file	☐		
Database file	Save in ascii file		
Illumination properties			
Wavelength (nm)	632.8		
Power (W)	1		
Waist (nm)	6328		
Beam	Linear plane wave	Props	
Number of plane waves	1		
Object properties			
Object	sphere	Props	
Number of objects	1		
Anisotropy	iso	Epsilon	
Discretization	20		
Study			
Only dipoles	☐		
Far field	☒		
Cross section	☒		
Poynting + asymmetry factor	☒	Quick computation (FFT) ☒	
Ntheta:	36		
Nphi:	72		
Energy conservation	☒		
Microscopy	☒		
Microscope	Holographic		
Side of observation	kz>0 (transmission)		
Quick computation (FFT)	☒		
Numerical aperture [0,1] (objective lens)	0.9		
Magnification	100		
Focal plane position (nm)	200		
Optical Force	☒		
Optical force	☒		
Optical force density	☒		
Optical torque	☒		
Optical torque density	☒		
Near field	☒		
Local field	☒		
Macroscopic field	☒		
Range of study	Wide field		
Additional sideband x	1		
Additional sideband y	2		
Additional sideband z	3		
Numerical parameters			
Iterative Method Tolerance	0.0001		
Iterative Method	GPBICG1		
Maximum of iteration	1000		
Preconditionner	No preconditionner		
Initial estimated	Born approximation		
Polarizability	RR		
Integration Green function	2		
FFT size for far field	512		

Figure 10.1 : *Test1 : configuration choisie. La permittivité relative est de 1.5 et la sphère d'un de rayon 200 nm.*

Les Figures suivantes montrent les résultats obtenus. Les tracés sont effectués avec Matlab et ce sont directement les fichiers eps tirés du script ifdda.m qui sont utilisés, mais ceux-ci peuvent bien sûr être réalisés avec l'interface graphique intégrée. L'avantage de matlab dans ce cas est de donner toutes les figures d'un seul coup.

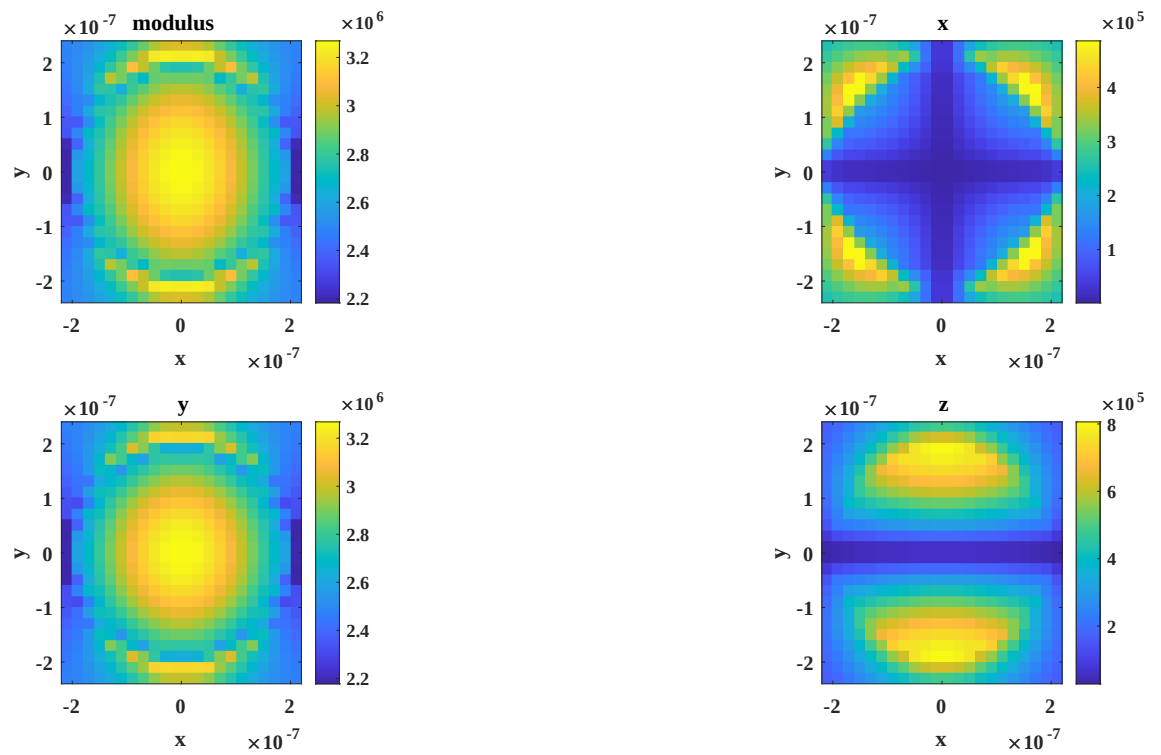


Figure 10.2 : Module du champ local dans le plan (x, y) .

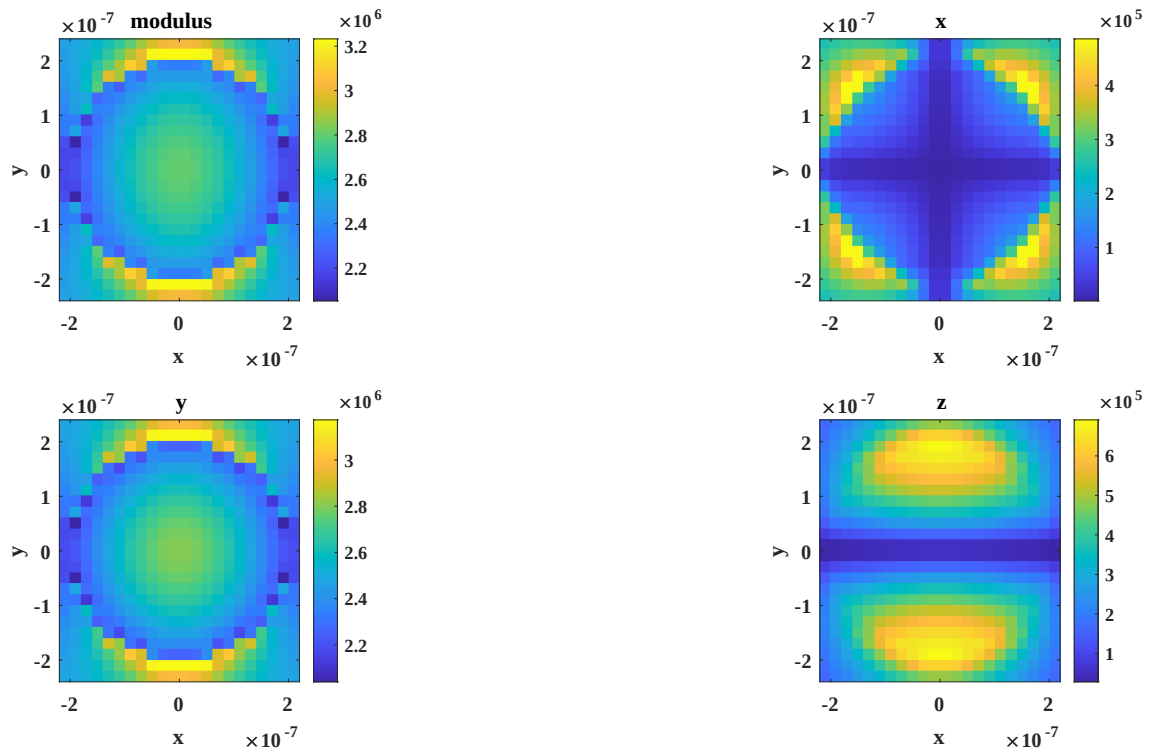


Figure 10.3 : *Module du champ macroscopique dans le plan (x, y) .*

Le champ incident étant polarisé suivant la composante y (TE), il est clair que la composante y du champ à l'intérieur de la sphère est la plus forte.

Poynting Modulus in k_x and k_y plane

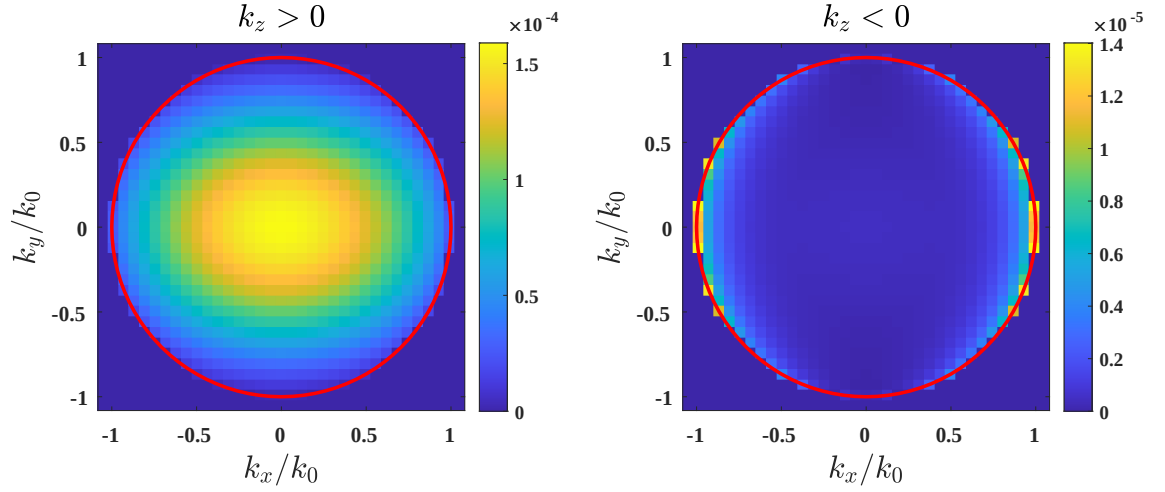


Figure 10.4 : Champ rayonné par l'objet.

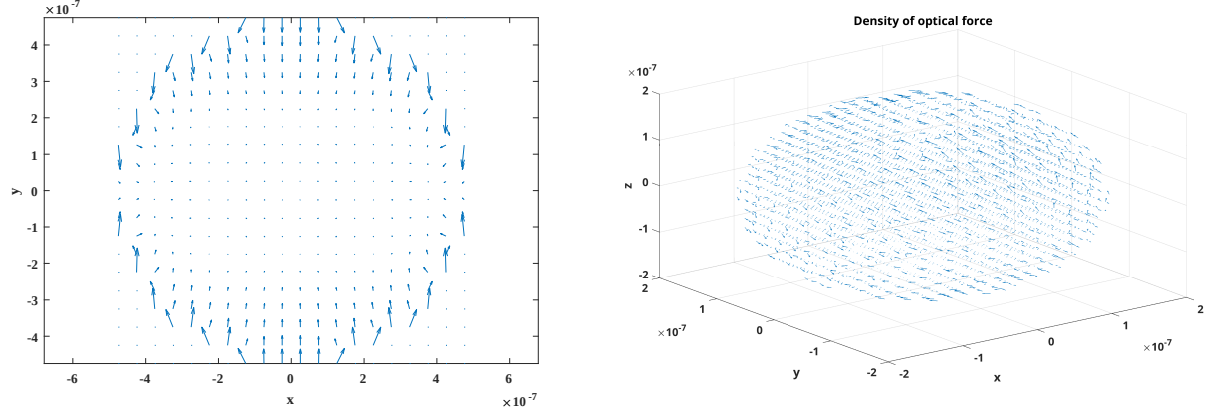


Figure 10.5 : Force optique dans la plan (x, y) et en trois D.

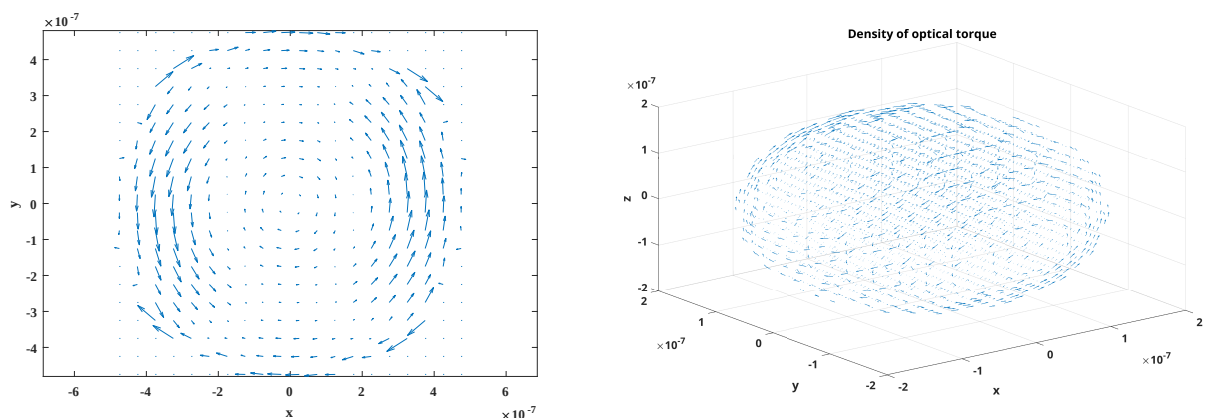


Figure 10.6 : Couple optique dans la plan (x, y) et en trois D .

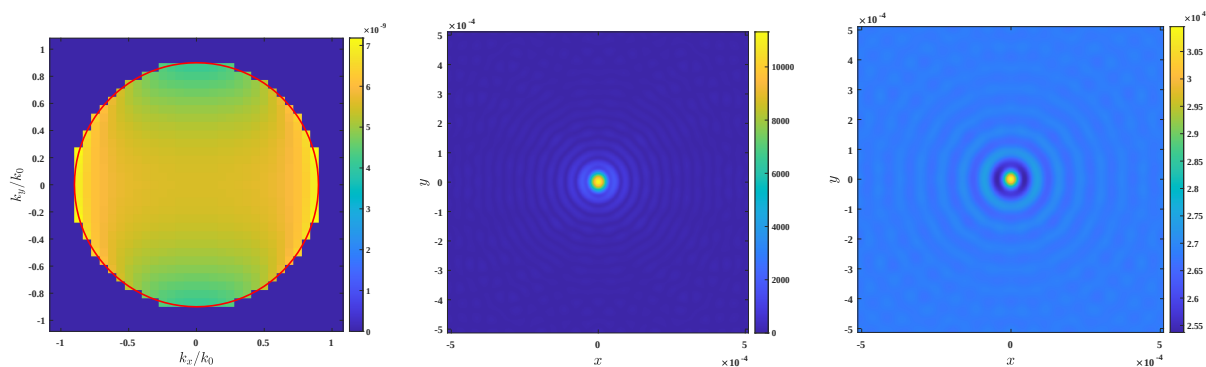


Figure 10.7 : Microscopie en transmission : Module du champ diffracté dans le domaine de Fourier (gauche), module du champ diffracté dans le plan image (milieu), et module du champ total dans le plan image (droite).

10.3 Test2

Le but du test2 est de tester un cas simple et de nombreuses options du code afin de les valider. La Fig. 10.8 montre les options de la configuration choisie. L'éclairement est fait par deux ondes planes qui interfèrent.

Start calculation Save configuration		Study		Numerical parameters	
Advanced interface ☒ Near field computation: Rigorous Read local field from file: ☐ Database file: Save in ascii file		Only dipoles ☐ Far field ☒ Cross section: ☐ Poynting + asymmetry factor: ☒ Quick computation (FFT): ☒ Ntheta: 36 Nphi: 72 Energy conservation: ☒		Iterative Method Tolerance: 0.0001 Iterative Method: GPBICG1 Maximum of iteration: 1000 Preconditionner: No preconditionner Initial estimated: Born approximation Polarizability: RR Integration Green function: 0 FFT size for far field: 1024	
Illumination properties Wavelength (nm): 632.8 Power (W): 1 Waist (nm): 6328 Beam: Multiplane wave Props Number of plane waves: 2		Microscopy ☒ Microscope: Holographic Side of observation: kz<0 (reflexion) Quick computation (FFT): ☒ Numerical aperture [0,1] (objective lens): 0.9 Magnification: 100 Focal plane position (nm): 0			
Object properties Object: random spheres (meshsi) Props Number of objects: 1 Anisotropy: iso Epsilon Discretization: 50		Optical Force ☐ Near field ☒ Local field: ☒ Macroscopic field: ☒ Range of study: Wide field Additional sideband x: 1 Additional sideband y: 2 Additional sideband z: 3			

Figure 10.8 : Test2 : configuration choisie. La permittivité relative est de 1.5.

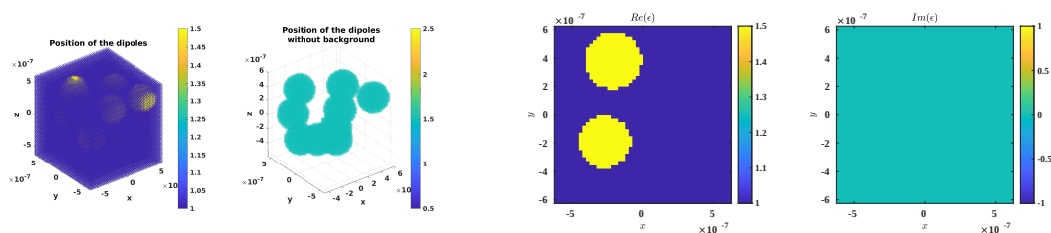


Figure 10.9 : Représentation tridimensionnelle de l'objet (gauche) et carte de permittivité dans le plan (x, y) (droite).

Les Figures suivantes montrent les résultats obtenus.

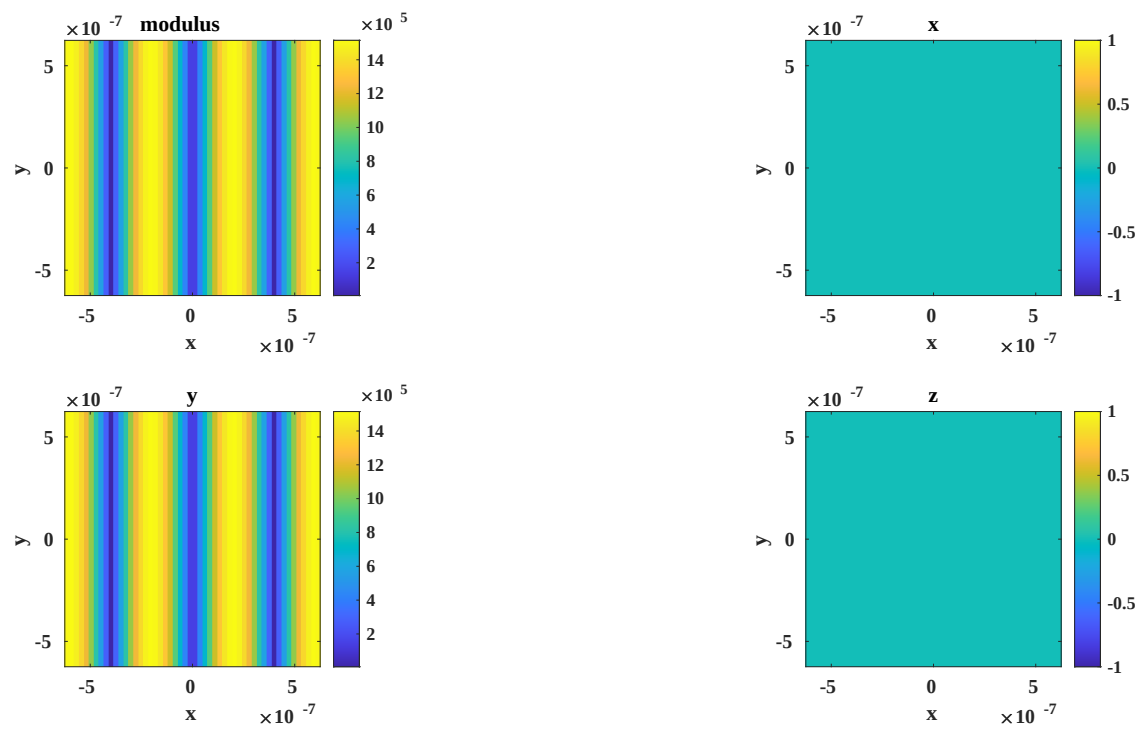


Figure 10.10 : Module du champ incident dans le plan (x, y) .

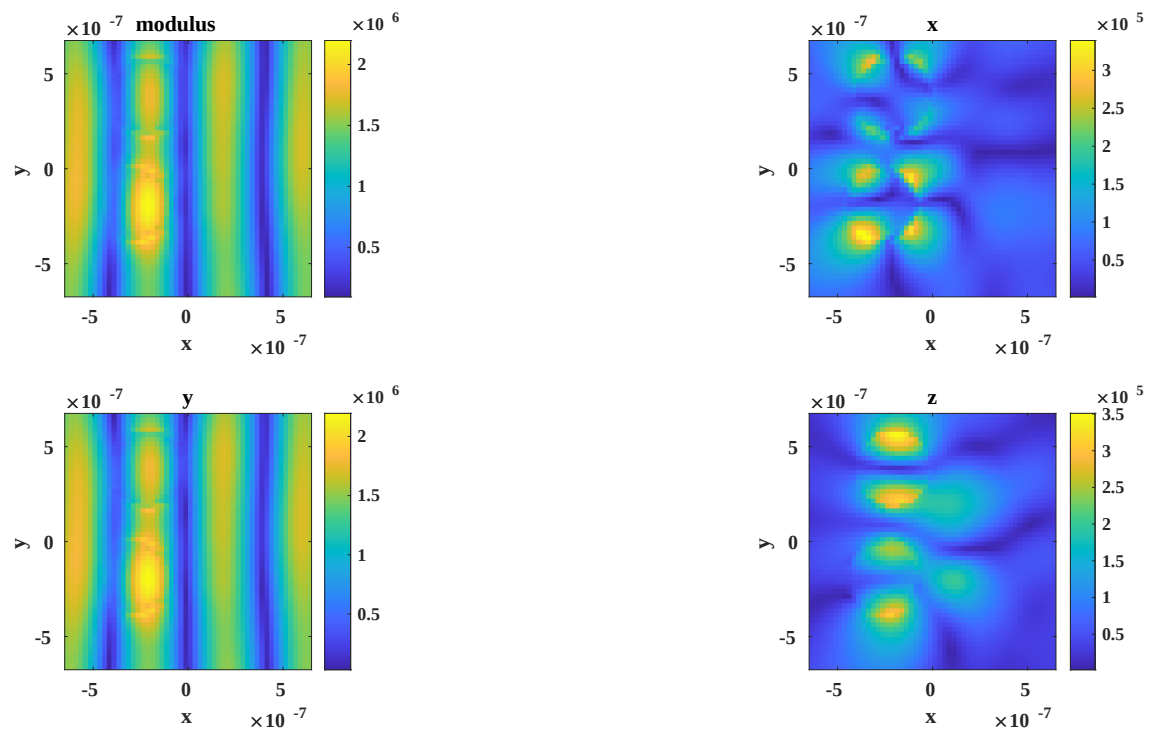


Figure 10.11 : *Module du champ local dans le plan (x, y) .*

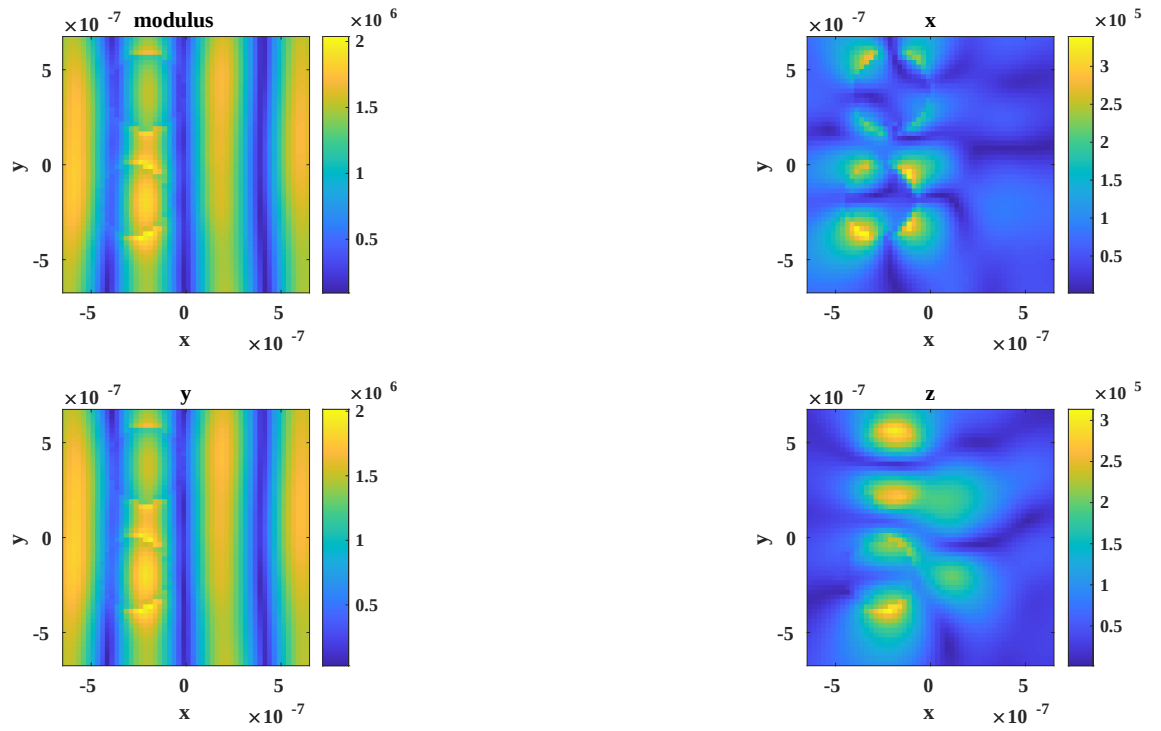


Figure 10.12 : Module du champ macroscopique dans le plan (x, y) .

Poynting Modulus in k_x and k_y plane

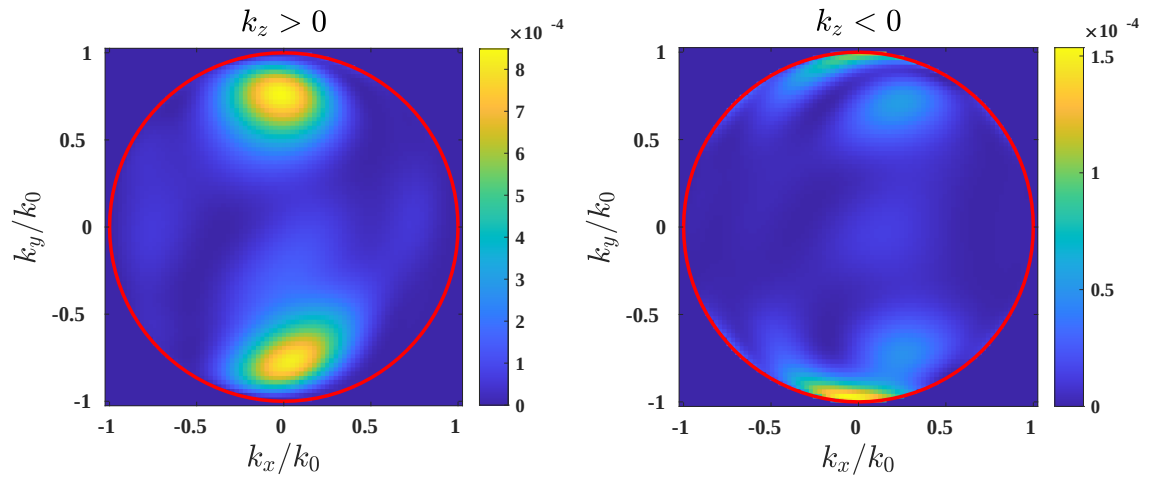


Figure 10.13 : Champ rayonné par l'objet.

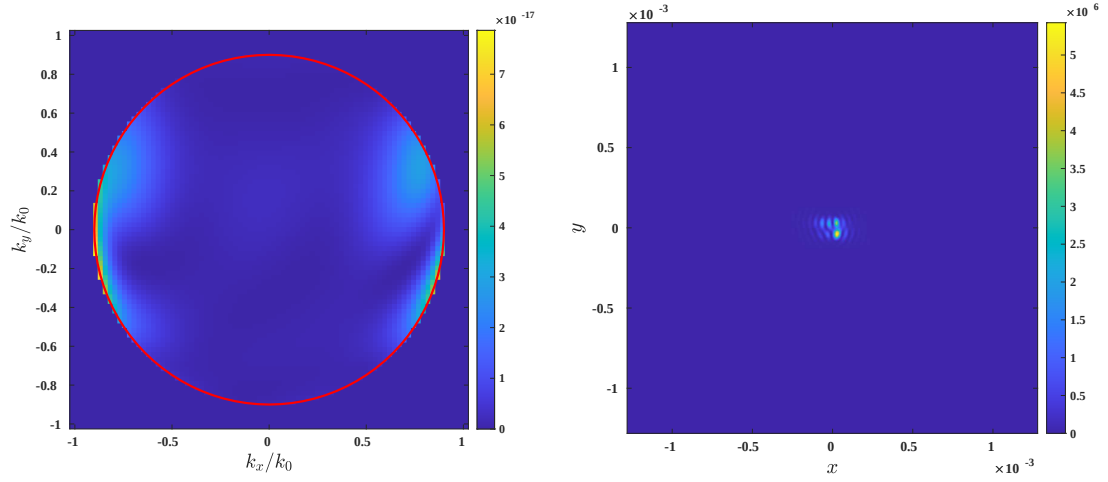


Figure 10.14 : *Microscopie en réflexion : Module du champ diffracté dans le domaine de Fourier (gauche), module du champ diffracté dans le plan image (droite).*

10.4 Test3

Le but du test3 est de tester la microscopie en champ sombre et champ brillant en transmission. On étudie une sphère de 500 nm de rayon et de permittivité 1.5.

Start calculation Save configuration	
Advanced interface	☒
Near field computation	Rigorous
Read local field from file	☐
Database file	Save in ascii file
Illumination properties	
Wavelength (nm)	632.8
Power (W)	1
Waist (nm)	300
Beam	Linear plane wave Props
Number of plane waves	1
Object properties	
Object	sphere Props
Number of objects	1
Anisotropy	iso Epsilon
Discretization	40
Study	
Only dipoles	☐
Far field	☐
Microscopy	☒
Microscope	Brightfield
Side of observation	kz>0 (transmission)
Quick computation (FFT)	☒
Numerical aperture [0,1] (objective lens)	0.9
Magnification	100
Focal plane position (nm)	0
Numerical aperture [0,1] (condenser lens)	0.8
Optical Force	☐
Near field	☐
Numerical parameters	
Iterative Method Tolerance	0.0001
Iterative Method	GPBICG1
Maximum of iteration	1000
Preconditionner	No preconditionner
Initial estimated	Born approximation
Polarizability	LA
Integration Green function	0
FFT size for far field	128

Figure 10.15 : *Test3 : configuration choisie. La permittivité relative est de 1.5 et la sphère d'un rayon de 500 nm.*

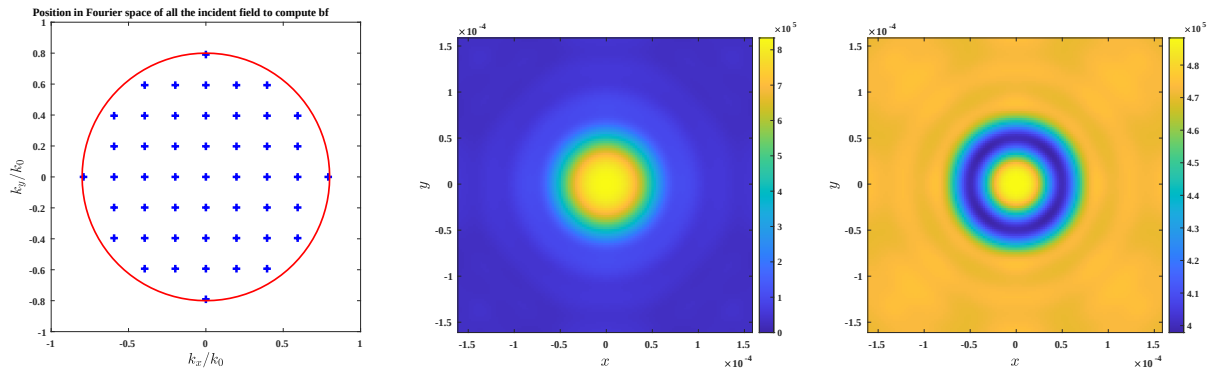


Figure 10.16 : *Microscopie en transmission : incident pris pour créer l'image (gauche). Module du champ diffracté dans le plan image (milieu), module du champ total dans le plan image (droite).*

10.5 Test4

Le but du test4 est de tester la microscopie en champ sombre et champ brillant entransmission. On étudie une sphère de 500 nm de rayon est de permittivité 1.5.

Start calculation Save configuration	
Advanced interface	☒
Near field computation	Rigorous
Read local field from file	☐
Database file	Save in ascii file
Illumination properties	
Wavelength (nm)	632.8
Power (W)	1
Waist (nm)	6328
Beam	Linear plane wave Props
Number of plane waves	1
Object properties	
Object	sphere Props
Number of objects	1
Anisotropy	iso Epsilon
Discretization	40
Study	
Only dipoles	☐
Far field	☒
Cross section	☐
Poynting + asymmetry factor	☐
Energy conservation	☐
Microscopy	☒
Microscope	Darkfield cone & phase
Side of observation	kz<0 (reflexion)
Quick computation (FFT)	☒
Numerical aperture [0,1] (objective lens)	0.9
Magnification	100
Focal plane position (nm)	500
Numerical aperture [0,1] (condenser lens)	0.8
Optical Force	☐
Near field	☐
Numerical parameters	
Iterative Method Tolerance	0.0001
Iterative Method	GPBICG1
Maximum of iteration	1000
Preconditionner	No preconditionner
Initial estimated	Born approximation
Polarizability	LA
Integration Green function	0
FFT size for far field	128

Figure 10.17 : *Test4* : configuration choisie. La permittivité relative est de 1.5 et la sphère d'un rayon de 500 nm.

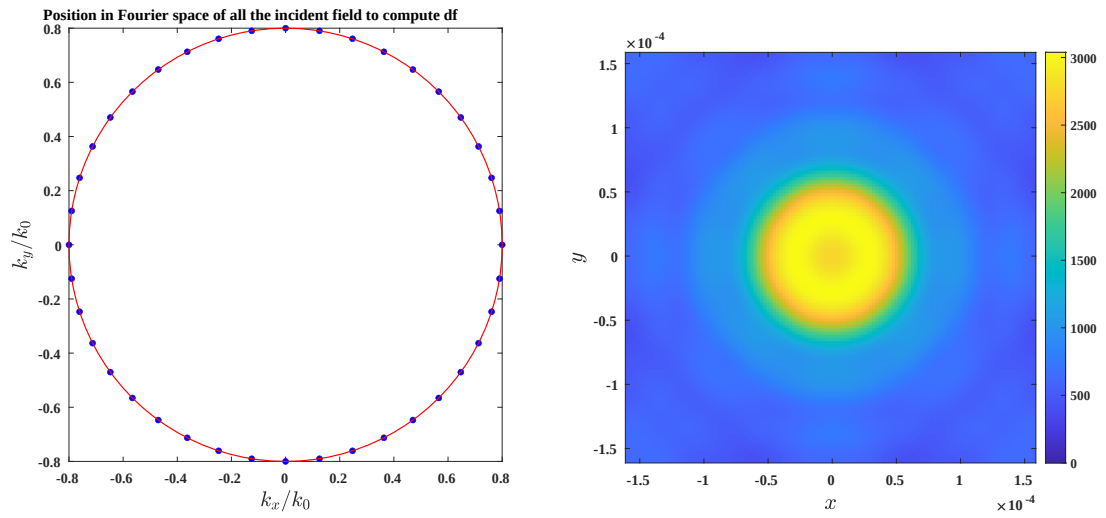


Figure 10.18 : Microscopie en réflexion : incident pris pour créer l'image (gauche). Module du champ diffracté dans le plan image (droite).

Bibliographie

- [1] F. M. Kahnert, J. Quant. Spect. Rad. Transf. **79-80**, 775 (2003).
- [2] E. M. Purcell and C. R. Pennypacker, Astrophys. J. **186**, 705 (1973).
- [3] A. Rahmani, P. C. Chaumet, F. de Fornel, and C. Girard, Phys. Rev. A **56**, 3245 (1997).
- [4] B. T. Draine, Astrophys. J. **333**, 848 (1988).
- [5] P. C. Chaumet, A. Sentenac, and A. Rahmani, Phys. Rev. E **70**, 036606 (2004).
- [6] A. D. Yaghjian, Proceedings of the IEEE **68**, 248 (1980), ISSN 0018-9219.
- [7] U. S. Kamilov, I. N. Papadopoulos, M. H. Shoreh, A. Goy, C. Vonesch, M. Unser, and D. Psaltis, IEEE Transactions on Computational Imaging **2**, 59 (2016), ISSN 2333-9403.
- [8] M. Chen, D. Ren, H.-Y. Liu, S. Chowdhury, and L. Waller, Optica **7**, 394 (2020), URL <https://opg.optica.org/optica/abstract.cfm?URI=optica-7-5-394>.
- [9] A. Rahmani and G. W. Bryant, Opt. Lett. **25**, 433 (2000), URL <https://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-25-7-433>.
- [10] G. H. Goedecke and S. G. O'Brien, Appl. Opt. **27**, 2431 (1988).
- [11] A. Lakhtakia, Int. J. Mod. Phys. C **3**, 583 (1992).
- [12] B. T. Draine and J. Goodman, Astrophys. J. **405**, 685 (1993).
- [13] A. Rahmani, P. C. Chaumet, and G. W. Bryant, Astrophys. J. **607**, 873 (2004).

- [14] N. Piller and O. Martin, IEEE Transactions on Antennas and Propagation **46**, 1126 (1998).
- [15] P. Gay-Balmaz and O. J. F. Martin, Appl. Opt. **40**, 4562 (2001).
- [16] M. A. Yurkin, M. Min, and A. G. Hoekstra, Phys. Rev. E **82**, 036703 (2010).
- [17] P. C. Chaumet and A. Rahmani, Opt. Lett. **34**, 917 (2009).
- [18] M. Thuthu, S. Fujino, and Y. Onoue, IMECS **1** (2009).
- [19] S. Fujino and T. Sekimoto, IMECS **2** (2012).
- [20] S. Fujino, 15th MASCOT, 19th IMACS World Congress (2013).
- [21] R. D. Da Cunha and T. Hopkins, Appl. Numer. Math. **19**, 33 (1995).
- [22] T. F. Chan, E. Gallopoulos, V. Simoncini, T. Szeto, and C. H. Tong, SIAM J. Sci. Comput. **15**, 338 (1994).
- [23] L. Zhao, T.-Z. Huang, Y.-F. Jing, and L.-J. Deng, Computers & Mathematics with Applications **66**, 1372 (2013), ISSN 0898-1221.
- [24] B. Carpentieri, Y.-F. Jing, T.-Z. Huang, W.-C. Pi, and X.-Q. Sheng, Computational Electromagnetics International Workshop pp. 85–90 (2011).
- [25] S. Fujino and K. Iwasato, Proc. of the World Congress on Engineering **1** (2015).
- [26] P. Sonneveld and M. B. van Gijzen, SIAM Journal on Scientific Computing **31**, 1035 (2009).
- [27] G. L. G. Sleijpen and D. R. Fokkema, Electronic Transactions on Numerical Analysis **1**, 11 (1993).
- [28] K. Aihara, Numerical Linear Algebra with Applications **27**, e2298 (2020).
- [29] P. C. Chaumet, G. Maire, and A. Sentenac, J. Opt. Soc. Am. A **39**, 1462 (2022).
- [30] T. F. Chan, SIAM Journal on Scientific and Statistical Computing **9**, 766 (1988).
- [31] S. P. Groth, A. G. Polimeridis, and J. K. White, Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer **240**, 106689 (2020), ISSN 0022-4073.

- [32] G. P. Agrawal and D. N. Pattanayak, J. Opt. Soc. Am. A **69**, 575 (1979).
- [33] P. C. Chaumet, J. Opt. Soc. Am. A **23**, 3197 (2006).
- [34] G. Osnabrugge, S. Leedumrongwatthanakun, and I. M. V. p, Journal of Computational Physics **322**, 113 (2016), ISSN 0021-9991, URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0021999116302595>.
- [35] G. Osnabrugge, M. Benedictus, and I. M. Vellekoop, Opt. Express **29**, 1649 (2021), URL <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-29-2-1649>.
- [36] P. C. Chaumet and M. Nieto-Vesperinas, Opt. Lett. **25**, 1065 (2000).
- [37] P. C. Chaumet and C. Billaudeau, J. Appl. Phys. **101**, 023106 (2007).