

# La microscopie optique en champ proche. Principe

J. Salvi, D. Van Labeke

Département d'Optique P.M. Duffieux, Institut FEMTO-ST  
Université de Franche-Comté,  
25030 Besançon Cedex, France

<b>Introduction</b>	<b>2</b>
<b>1 Différentes configurations expérimentales</b>	<b>4</b>
1.1 Microscopes fonctionnant par transmission . . . . .	4
1.2 Microscopes fonctionnant par réflexion et microscopes sans ouverture . . . . .	5
1.3 Autres configurations . . . . .	6
<b>2 Principe</b>	<b>7</b>
2.1 Décomposition en spectre d'ondes planes . . . . .	7
2.2 Champ lointain et champ proche . . . . .	8
2.3 Microscopie en champ lointain et microscopie en champ proche . . . . .	8
2.4 Distance sonde-objet et résolution . . . . .	9
2.5 Modèles théoriques . . . . .	10
2.6 Remarques sur la résolution . . . . .	11
<b>3 Instrumentation</b>	<b>12</b>
3.1 Dispositif de balayage . . . . .	12
3.2 Filtrage des vibrations parasites . . . . .	12
3.3 Source de lumière . . . . .	13
3.4 Détection . . . . .	13
3.5 Asservissement de la pointe . . . . .	13
3.6 Sondes et pointes . . . . .	14
3.6.1 Types de sonde et fabrication . . . . .	15
3.6.2 Nano-antennes . . . . .	21
3.6.3 Autres types de pointes . . . . .	23
<b>4 Conclusion</b>	<b>28</b>

## Résumé

La microscopie champ proche optique permet d'atteindre une résolution sub-longueur d'onde (interdite en microscopie optique classique) grâce à une sonde locale qui détecte un signal non radiatif confiné au voisinage immédiat de la surface de l'échantillon. La sonde balaie cette surface à une distance ou hauteur de quelques nanomètres : il est donc nécessaire d'avoir une boucle de contre-réaction efficace qui permet de suivre la topographie de

l'objet. Un microscope champ proche offre ainsi une image topographique de la surface en plus de sa caractérisation optique à l'échelle nanométrique. Cet article présente le principe des microscopes optiques en champ proche, les différentes configurations possibles ainsi qu'une large palette des sondes potentielles suivant l'application requise.

Sub-wavelength resolution is achievable thanks to near-field optical microscopes which use a local probe. This probe detects the evanescent field confined in the close vicinity of the surface sample. The tip scanning distance or height is only a few nanometres from the surface : an effective feedback loop is then required to keep the probe-sample distance constant in spite of the topography. A near-field optical microscope gives then access to a topographic image in addition to a optical nano-characterisation. This paper describes the principle of near-field optical microscopes, the different set-ups which exist and a large range of potential probes according to the application needed.

## Introduction

En 1981, Binnig et Rohrer inventent le microscope électronique à effet tunnel (STM : *Scanning Tunneling electronic Microscope*) ; leur découverte va provoquer un renouveau de la recherche en microscopie et donner naissance à de nombreux microscopes fondés sur un principe complètement nouveau. En fait, on peut considérer que leur invention puis celle du microscope à force atomique en 1985 (AFM pour *atomic force microscope*) marquent la naissance d'une nouvelle microscopie : **la microscopie à sonde locale ou en champ proche**. Dans un microscope traditionnel, la partie la plus importante est une lentille, l'objectif. L'objet est éclairé par réflexion ou par transmission et l'objectif capte le champ diffracté par l'objet pour en faire une image. La lumière étant une onde, la diffraction par l'objectif limite le pouvoir de résolution du microscope : le critère de Rayleigh interdit de séparer deux points de l'objet plus rapprochés que la demi-longueur d'onde. En lumière visible, le pouvoir séparateur est théoriquement de l'ordre de  $0,25 \mu\text{m}$  et, pratiquement, est rarement inférieur à un micromètre. Un microscope à champ proche utilise une sonde, très fine, qui est déplacée au voisinage de l'objet (en champ proche), pour l'éclairer ou en capter un signal. Ces microscopes sont des microscopes à **balayage** ; l'image est obtenue en déplaçant point par point la sonde et en traçant le signal détecté en fonction de sa position. Ils nécessitent l'utilisation d'un ordinateur pour visualiser les images, mais aussi pour contrôler la position de la sonde qui doit se déplacer à des distances nanométriques de la surface de l'objet. Ces microscopes ont un pouvoir de résolution qui n'est pas limité par la diffraction et fournissent des images avec une résolution meilleure que celle des microscopes classiques. **Des images avec une résolution de quelques nanomètres sont accessibles en routine, la résolution est de l'ordre de la dizaine ou de la centaine de nanomètres suivant le dispositif**. Dans cet article, nous présentons rapidement l'historique des microscopes optiques en champ proche. Puis nous décrivons et comparons les différentes configurations les plus utilisées, en expliquant le principe de fonctionnement et en montrant comment l'utilisation des ondes évanescentes permet de dépasser le critère de Rayleigh. Nous présentons ensuite les différents problèmes techniques et les solutions qui leur sont apportées, ainsi que les résultats actuels et quelques exemples d'applications. Les perspectives et l'évolution probable de cette technique sont évoquées en conclusion. Pour de plus amples renseignements, le lecteur se reportera aux références [1–3].

## Historique

La microscopie optique à sonde locale aurait pu naître 50 ans plus tôt. Le principe est décrit dans un article prophétique de E.H. Synge en 1928 [4]. Dans cet article, l'auteur suggérait d'améliorer la résolution des microscopes optiques en utilisant une nanoouverture percée dans un écran métallique pour aller sonder, à quelques nanomètres de distance, le champ proche au voisinage de l'objet. Dans une lettre à Einstein, il envisageait d'utiliser une pointe en quartz métallisée à son extrémité comme sonde optique, ce qui est pratiquement la solution adoptée aujourd'hui pour les microscopes optiques en champ proche. Les premières expériences ne seront réalisées qu'en 1972 et, pour des raisons technologiques, elles auront lieu en ondes radio puis en infrarouge, mais elles utiliseront la première configuration de Synge : la sonde est une ouverture dans un écran métallique. Il faudra attendre l'invention du STM pour que naissent les premières réalisations en optique. L'inconvénient majeur du STM est qu'il nécessite des échantillons conducteurs (ou métallisés). Le microscope à force atomique (AFM) inventé en 1985 par Binnig, Quate et Gerber pallie cet inconvénient en détectant les forces d'interactions inter-atomiques entre une pointe et la surface. Parallèlement, le premier microscope optique en champ proche a été réalisé en 1983 par D. Pohl [5, 6] travaillant lui aussi dans le laboratoire de Binnig et Rohrer. D'autres prototypes seront réalisés un peu plus tard aux États-Unis, à l'université Cornwell [7].

Les premiers essais seront effectués avec la configuration de Synge : la sonde optique est une nano-ouverture dans un écran métallique plan. Mais cette solution souffrait de graves inconvénients : il est impossible de déplacer un plan à quelques nanomètres de la surface d'un objet sans avoir de collisions dommageables pour la sonde et l'objet. La microscopie optique en champ proche va vraiment se développer quand les expérimentateurs vont avoir l'idée d'utiliser, comme sonde optique, une pointe très fine. En 1984, une pointe de 30 nm de rayon de courbure est réalisée en attaquant chimiquement un cristal de quartz [8]. L'équipe américaine utilise, dans le même but, une micropipette étirée à chaud [9]. Ces premières expériences utilisaient la pointe comme une source et travaillaient par transmission. Le premier microscope qui utilise la pointe pour collecter le champ proche [10] date de 1987 et, en 1989, est réalisé le premier microscope par réflexion [11]. En 1989, trois équipes indépendantes vont créer un véritable équivalent optique du STM [12–14]. Dès 1985, on démontre que les techniques de microscopie en champ proche peuvent vaincre le critère de Rayleigh et on annonce une résolution de  $\lambda/20$  soit 30 nm [8]. En 1995, des images montrant des détails de 1 nm ont été obtenues grâce à un microscope en champ proche d'un type nouveau : la sonde ne servant ni à éclairer, ni à détecter le champ proche [15]. Les premières vraies applications sont publiées en 1992 par Betzig et Trautman [16]. Depuis, le nombre de publications démontrant les diverses possibilités d'applications de la microscopie optique en champ proche se sont multipliées [3]. On peut trouver des références dans les comptes rendus des conférences internationales. La dernière en date à ce jour, NFO-12 (*Near Field Optics, Nanophotonics and Related Techniques*, San Sebastián, Espagne, 2012), qui fêtait ses 20 ans d'existence a connu un franc succès en réunissant plus de 400 participants internationaux.

# 1 Différentes configurations expérimentales

En microscopie électronique par effet tunnel, il n'existe qu'une seule configuration. Par contre, en microscopie optique en champ proche, de nombreuses configurations expérimentales ont été proposées et développées. Nous allons présenter les principales configurations existant à ce jour. D'abord, comme en microscopie optique traditionnelle, il faut distinguer les microscopes fonctionnant en **transmission** des microscopes fonctionnant en **réflexion**. En transmission, la lumière traverse l'objet, ce qui nécessite des objets transparents ou suffisamment minces. De très nombreuses applications potentielles concernent des objets non transparents et nécessiteront un microscope fonctionnant en réflexion. Mais la spécificité des microscopes en champ proche repose sur la façon dont la sonde est utilisée. Il y a trois modes de fonctionnement : le mode illumination, le mode collection et le mode perturbation. Dans le mode **illumination**, la sonde est utilisée comme une nanosource illuminant l'objet en champ proche. Dans le mode **collection**, la sonde sert de collecteur de lumière pour capter le champ proche au voisinage de l'objet. Dans le mode **perturbation**, la sonde ne sert ni à éclairer, ni à capter la lumière, mais sa présence au voisinage de l'objet diffracte le champ proche et permet sa détection. Le principe des diverses configurations est représenté figure 1.

## 1.1 Microscopes fonctionnant par transmission

Le premier microscope optique en champ proche (figure 1 a) travaille en transmission, la sonde étant utilisée en mode illumination. Elle éclaire l'objet en champ proche, le champ diffracté par l'objet est capté en champ lointain. Très souvent un objectif est utilisé dans ce but mais, contrairement à un microscope traditionnel, cette lentille n'est pas le dispositif imageur, elle sert uniquement de collecteur de lumière.

La configuration suivante (figure 1 b) est l'équivalent optique du microscope électronique par effet tunnel et nous utiliserons par la suite le sigle STOM (*Scanning Tunneling Optical Microscope* [12]); cette configuration est également connue sous la dénomination de PSTM (*Photon Scanning Tunneling Microscope* [13, 14]). Ce microscope travaille en transmission ; l'objet est généralement déposé à la surface d'une lentille demi-boule ou cylindrique en verre. Une onde incidente éclaire l'objet par le verre (milieu 1 d'indice  $n_1$ ) et l'angle d'incidence est supérieur à l'angle limite (ou critique). L'angle limite est l'angle  $\theta_c$  à partir duquel la lumière incidente n'est plus réfractée dans le milieu 2 (indice  $n_2 < n_1$ ) mais subit une réflexion totale : il est défini par  $\sin \theta_c = n_2/n_1$ . En l'absence d'objet, il y a création d'une onde évanescente à l'interface des milieux 1 et 2. L'objet diffracte cette onde évanescente et la lumière diffractée est collectée par la sonde qui est utilisée en mode de collection.

De nombreuses équipes ont conçu et développé les microscopes précédents et ces configurations sont désormais commercialisées. Elles utilisent comme sonde une fibre optique taillée en pointe. Il est à signaler que, dans les premières expériences de STOM, les pointes n'étaient pas métallisées, tandis que les expériences de SNOM (*Scanning Near-Field Optical Microscope*, on trouve parfois aussi l'acronyme NSOM) utilisaient une pointe métallisée, sauf en son extrémité, ce qui était une excellente concrétisation de l'idée de Synge. Actuellement, selon les applications, les deux configurations utilisent tantôt une pointe sans métallisation (pointe diélectrique nue), tantôt une pointe métallisée. Nous détaillons ultérieurement le principe de fabrication de ces pointes et leurs mérites (cf. paragraphe 3.6).

Les deux microscopes précédents travaillent en transmission et nécessitent des objets très fins ou transparents. Les microscopes en transmission ont prouvé qu'ils pouvaient permettre

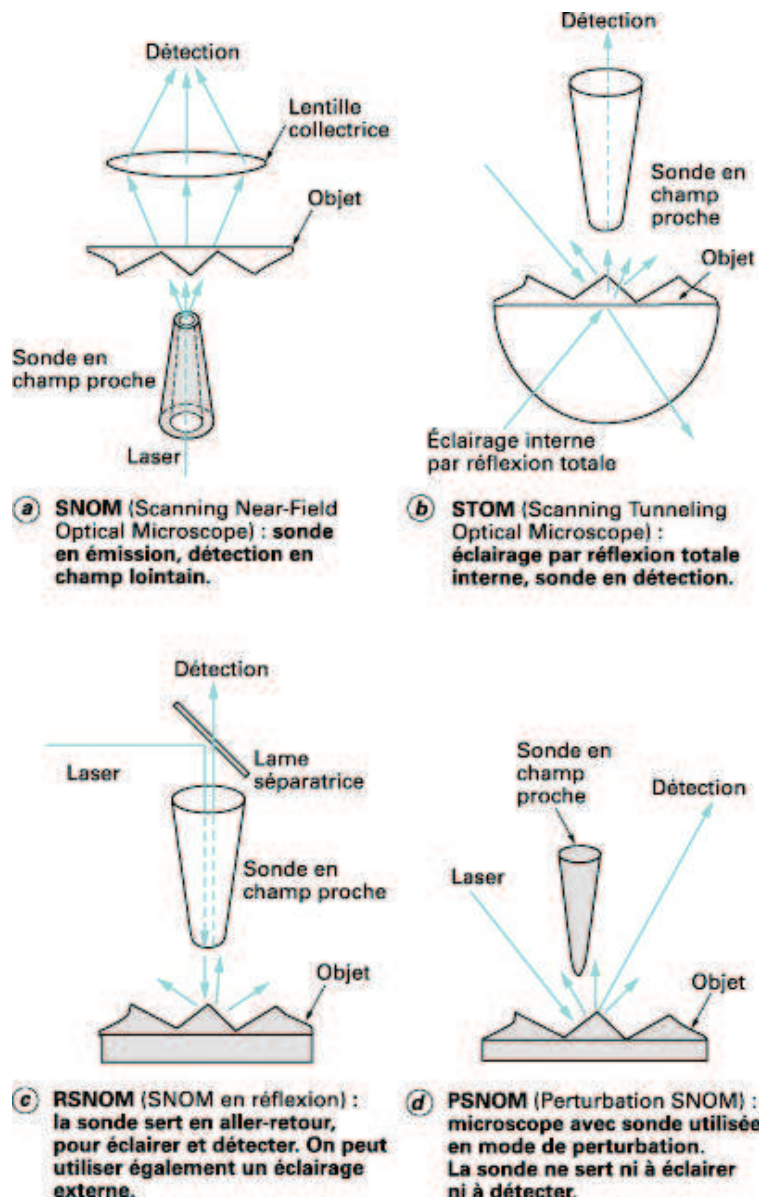


Figure 1 – Principe des principales configurations de microscope optique en champ proche.

d'obtenir des images avec une résolution latérale bien au-dessous de celle donnée par le critère de Rayleigh. La limite actuelle est difficile à préciser, elle dépend des objets et surtout du choix du critère de résolution ; on peut estimer qu'elle est meilleure que 35 nm et que les 15 nm ont été atteints [17].

## 1.2 Microscopes fonctionnant par réflexion et microscopes sans ouverture

Pour de nombreuses applications (microélectronique, magnéto-optique...), les objets sont opaques et doivent être étudiés en réflexion. Sur la figure 1c est présenté le principe d'un microscope fonctionnant en réflexion (RSNOM : *Reflection SNOM* [11]). Pour ce microscope, la sonde optique fonctionne à la fois en mode émission et en mode détection : la lumière

traverse la sonde une première fois pour éclairer l’objet puis, une seconde fois, quand la sonde capte la lumière diffractée.

Les microscopes sans ouverture (figure 1d) ou ASNOM pour *Apertureless SNOM* se répartissent suivant deux catégories. Tout d’abord, le microscope perturbatif ou S-SNOM *Scattering-SNOM* récolte en champ lointain la lumière diffractée par la sonde et donne ainsi une information sur l’interaction pointe-échantillon. Une pointe métallique type STM ou une pointe AFM en silicium éventuellement métallisée peuvent remplacer avantageusement la pointe diélectrique habituelle. Le développement des microscopes fonctionnant en mode perturbatif a introduit un gain spectaculaire en résolution. Le principe de ce mode de fonctionnement a été donné en 1990 [18]. En 1992, des expériences de ce type ont été réalisées en réflexion totale par perturbation de plasmons de surface [19]. Une équipe française, sous la direction de A.C. Boccara [20], a développé un microscope en réflexion fonctionnant en perturbant par une pointe un spot lumineux et en captant, en champ lointain, la lumière diffractée (figure 1d). En intégrant un interféromètre dans son microscope, Wickramasinghe et ses collaborateurs ont obtenu des images montrant une résolution de 1 nm [15]. Les microscopes perturbatifs atteignent une résolution de l’ordre de 10 nm. Une autre catégorie de A-SNOM exploitent l’exaltation de champ à l’extrémité d’une pointe métallique pour exalter la fluorescence, la diffusion Raman (*Tip Enhanced Raman Scattering* ou TERS) ou générer des effets non linéaires.

Une approche plus approfondie consiste à utiliser comme sonde une particule fluorescente. Le balayage de l’échantillon par cette molécule fluorescente permet de reconstruire une image champ proche par transfert d’énergie de fluorescence par résonance (FRET pour *Fluorescence Resonance Energy Transfer*). La technique du FRET permet d’étudier des interactions entre deux molécules. Elle utilise deux fluorophores : un donneur (à l’extrémité de la pointe) qui transmet son énergie à un accepteur (échantillon).

### 1.3 Autres configurations

Il existe d’autres configurations que celles représentées sur la figure 1. Le SNOM peut également fonctionner en mode **collection**, le principe de fonctionnement est obtenu en inversant le sens de propagation de la lumière sur la figure 1a. L’objet est éclairé à travers l’objectif et la sonde capte la lumière diffractée en champ proche. Cette configuration est très utilisée en nano-photonique pour la caractérisation des cristaux photoniques ou de structures plasmoniques : elle est plus détaillée dans l’article [3].

D. Pohl et ses collaborateurs [19, 20] ont montré l’avantage d’utiliser une configuration tunnel optique où la sonde est en mode émission. Il s’agit d’un véritable STOM inversé (IS-TOM) qui fonctionne en inversant le sens de propagation de la lumière dans une configuration STOM. On peut également utiliser un éclairage externe pour le microscope fonctionnant en réflexion (figure 1c).

**Nota :** il faut également signaler une méthode indirecte pour obtenir grâce à la lumière des images à haute résolution. Dans un microscope électronique par effet tunnel, sous certaines conditions, les électrons peuvent émettre de la lumière par effet tunnel inélastique. On peut recueillir cette lumière par un dispositif de collection. Une image est obtenue en traçant l’intensité lumineuse captée en fonction de la position de la sonde. Cette photo-émission en STM permet d’obtenir une résolution moléculaire (1 nm), des images de molécules de C60 adsorbées sur l’or ont été produites [21].

## 2 Principe

La détermination théorique de l'image d'un objet en microscopie optique en champ proche est un problème de diffraction d'ondes électromagnétiques par un système constitué de l'objet et de la sonde. Beaucoup de configurations ont été proposées en microscopie optique en champ proche. Elles utilisent toutes le même principe de fonctionnement : **des ondes évanescentes sont transformées en ondes homogènes**. Dans ce paragraphe, nous allons présenter une approche théorique. Nous nous limiterons à utiliser une théorie scalaire où les propriétés vectorielles et de polarisation de la lumière sont ignorées. Mais ce formalisme est suffisant pour décrire les principes généraux de la microscopie optique en champ proche et en particulier sa résolution.

### 2.1 Décomposition en spectre d'ondes planes

Considérons un objet mince situé dans le plan  $z = 0$ . Le plan moyen de l'objet est le plan  $(x, y)$ . On éclaire cet objet par un champ incident monochromatique de longueur d'onde  $\lambda = 2\pi c/\omega$ ,  $c$  étant la célérité de la lumière dans le vide et  $\omega$  la pulsation du champ électromagnétique :

$$E_{inc}(x, y, z, t) = E_{inc}(x, y, z)e^{-i\omega t} \text{ avec } i = \sqrt{-1}$$

Ce champ a pour amplitude  $E_{inc}(x, y, 0)$  en  $z = 0$  qui correspond au plan de l'objet.

Dans cet article, pour simplifier l'exposé théorique, on suppose que l'objet est caractérisé optiquement par une **fonction de transmission**  $\tau(x, y)$  et, dans toute la suite, cette fonction  $\tau(x, y)$  sera assimilée à l'objet. L'amplitude du champ, après traversée de l'objet, est donc simplement le produit du champ incident par la fonction de transmission :

$$E_0(x, y) = E_{inc}(x, y, 0)\tau(x, y) \quad (1)$$

Connaissant le champ juste après l'objet, en  $z = 0$ , il faut calculer le champ en un point  $z$  quelconque au-dessus de l'objet ( $z > 0$ ). Ce calcul est un problème de propagation de champ, qui est traité habituellement en théorie de la diffraction par utilisation du principe de Huyghens-Fresnel, qui repose sur une décomposition en ondes sphériques du champ diffracté. En fait, une autre décomposition est beaucoup mieux adaptée à notre discussion. Introduisons la transformée de Fourier à 2 dimensions (2D) du champ  $E_0(x, y)$  en  $z = 0$  :

$$E_0(x, y) = \int \int_{-\infty}^{+\infty} F_0(k_x, k_y) \exp[i(k_x x + k_y y)] dk_x dk_y \quad (2)$$

L'équation 2 donne la décomposition spectrale du champ et  $k_x$  et  $k_y$  sont les variables réciproques de  $x$  et  $y$ . Le champ en tout point de l'espace ( $z > 0$ ) s'exprime rigoureusement en fonction de la transformée de Fourier  $F_0(k_x, k_y)$  :

$$E(x, y, z) = \int \int_{-\infty}^{+\infty} F_0(k_x, k_y) \exp(i \vec{k} \cdot \vec{r}) dk_x dk_y \quad (3)$$

Ainsi, le champ diffracté peut donc s'exprimer comme une somme d'ondes planes, chaque onde plane ayant une amplitude  $F_0(k_x, k_y)$  et un vecteur d'onde  $\vec{k} = (k_x, k_y, k_z)$  avec :

$$k_z = \sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - k_x^2 - k_y^2} \quad (4)$$

L'intégrale précédente est donc appelée dans la littérature **spectre d'ondes planes**.

## 2.2 Champ lointain et champ proche

A priori, le spectre de l'objet ou celui du champ en  $z = 0$ ,  $F_0(k_x, k_y)$  (équation 2) sont non nuls pour toutes les fréquences spatiales. Aussi, dans les équations 2 et 3 les intégrations portent sur toutes les fréquences spatiales  $k_x$  et  $k_y$  et s'étendent de  $-\infty$  à  $+\infty$ . Le champ diffracté, équation 3, comporte donc des ondes planes homogènes avec  $k_z$  réel ( $\omega^2/c^2 \geq k_x^2 + k_y^2$ , voir équation 4), mais il comporte également des ondes planes inhomogènes avec  $k_z$  imaginaire pur ( $\omega^2/c^2 < k_x^2 + k_y^2$ , voir équation 4).

Les basses fréquences spatiales ( $k_x^2 + k_y^2 \leq \omega^2/c^2$ ) donnent des ondes homogènes avec  $k_z$  réel, qui se propagent sans atténuation. Les hautes fréquences spatiales ( $k_x^2 + k_y^2 > \omega^2/c^2$ ) correspondent à  $k_z$  imaginaire pur ; ce sont donc des ondes planes inhomogènes, qui s'atténuent exponentiellement selon  $z$ , mais se propagent sans atténuation en  $(x, y)$ . Elles sont appelées également **ondes évanescentes**.

Les ondes homogènes peuvent être captées à toute distance, même en champ lointain, à des distances grandes par rapport à la longueur d'onde. Par contre, pour capter une onde évanescente, avec  $k_z$  imaginaire pur, il faut utiliser un capteur situé **en champ proche**, à une distance dont l'ordre de grandeur est fixé par le module de  $k_z$  :  $L = 1/|k_z|$ .

Le champ en  $z > 0$  s'écrit sous la forme d'une transformée de Fourier 2D, dont le spectre spatial est  $F_0(k_x, k_y) \exp(izk_z)$ . Le spectre du champ est donc modifié, filtré, par la propagation selon  $z$ . Pour les basses fréquences spatiales, ce filtrage est un simple déphasage. Il n'y a pas, dans ce cas, perte d'information, mais ces déphasages donnent des modifications des champs diffractés caractéristiques de la diffraction de Fresnel ou de Fraunhofer. Par contre, pour les hautes fréquences spatiales, l'exponentielle est un nombre réel et il y a atténuation des hautes fréquences spatiales. Cette atténuation est d'autant plus élevée que la fréquence spatiale est élevée. La propagation selon  $z$  du champ est donc un filtre passe-bas et c'est ce qui explique la limite de résolution des microscopes classique, limite dont s'affranchissent en théorie les microscopes en champ proche.

## 2.3 Microscopie en champ lointain et microscopie en champ proche

Les expressions précédentes permettent de comprendre le principe de fonctionnement des microscopes optiques et expliquent pourquoi les microscopes en champ proche peuvent dépasser la limite de Rayleigh. Mais il est nécessaire de rappeler les propriétés usuelles de la transformée de Fourier qui seront très utiles dans la discussion suivante. D'abord, il faut rappeler que les détails fins de l'objet sont à l'origine des hautes fréquences spatiales  $k_x$  et  $k_y$  et que les basses fréquences sont créées par les structures de l'objet de grande taille. On peut donner une expression quantitative à ces considérations. Si l'objet a une extension spatiale dans l'espace caractérisée par la largeur  $\delta x$  selon l'axe des  $x$  et  $\delta y$  selon  $y$ , sa transformée de Fourier a une extension dans l'espace des fréquences spatiales déterminées par les largeurs  $\delta k_x$  et  $\delta k_y$  qui vérifient les relations :

$$\delta x \delta k_x \approx 2\pi \text{ et } \delta y \delta k_y \approx 2\pi \quad (5)$$

Supposons que l'objet soit éclairé par une onde plane ; dans ce cas,  $E_0(x, y)$  est proportionnel à  $\tau(x, y)$ . Pour un objet de dimensions latérales supérieures à la longueur d'onde ( $\delta x > \lambda$



et  $\delta y > \lambda$ ), les relations 2 impliquent que le champ contient essentiellement des basses fréquences ( $\delta k_x < 2\pi/\lambda$  et  $\delta k_y < 2\pi/\lambda$ ) qui vont donner des ondes homogènes se propageant sans atténuation. Une lentille en champ lointain peut donc capter toutes ces ondes et on peut obtenir une image représentant correctement cet objet. Quand la taille de l'objet diminue, son spectre spatial contient de plus en plus de hautes fréquences qui vont donner des ondes évanescentes ne pouvant pas être captées en champ lointain par un microscope traditionnel dont l'objectif a une ouverture numérique définie par l'angle  $\theta$ . Pour être captée par cette lentille, une onde homogène doit avoir un vecteur d'onde faisant un angle inférieur à  $\theta$  avec l'axe des  $z$ . L'image va se dégrader, car le microscope ne capte plus tout le spectre de l'objet. La composante transversale du vecteur d'onde vérifie l'inégalité :  $k_x \leq 2\pi \sin \theta / \lambda$ . En conséquence, deux points de l'objet, distants de  $\delta x$ , pourront être séparés par ce microscope si et seulement si :

$$\delta x \geq \lambda / \sin \theta$$

Nous retrouvons ainsi le critère de Rayleigh, donnant la limite de résolution du microscope en champ lointain (dans l'air). Quand l'objet est plus petit que la longueur d'onde, tout son spectre est en haute fréquence et on ne peut résoudre cet objet à l'aide d'un objectif de microscope. Par contre, en faisant travailler une sonde en champ proche, immergée dans les ondes évanescentes correspondant aux hautes fréquences de l'objet, on peut espérer capter ces ondes et recueillir l'information qu'elles transportent sur les détails fins de l'objet. Dans ce type de microscope, en mode détection, la sonde sert à convertir par diffraction les ondes évanescentes portant l'information sur les détails sublongueur d'onde de l'objet en ondes progressives, guidées ensuite vers le détecteur.

Le principe de fonctionnement des microscopes optiques en champ proche, avec la sonde fonctionnant en mode d'émission, nécessite une étape de raisonnement supplémentaire. Dans ce cas, le champ incident, émis par la sonde, n'est plus une onde plane. Il peut être décomposé en spectres d'ondes planes avec une équation semblable à 2. Lorsque la sonde est de dimension inférieure à la longueur d'onde (nanosource), son spectre contient essentiellement des hautes fréquences spatiales qui vont donner naissance à des ondes évanescentes. En éclairant l'objet avec cette source, la diffraction du champ incident par les détails de l'objet va transformer les ondes évanescentes en ondes homogènes qui peuvent être détectées en champ lointain.

**Ainsi, les microscopes en mode émission ou détection fonctionnent sur le même principe, il suffit d'inverser les rôles de l'objet et de la sonde pour passer de l'un à l'autre. Pour le microscope en mode détection, les ondes évanescentes de l'objet sont transformées en modes propagatifs par la sonde. Pour le microscope fonctionnant en mode émissif, les ondes évanescentes émises par la sonde sont transformées en ondes progressives, par diffraction sur l'objet. Il est alors facile de comprendre que les microscopes fonctionnant en mode de perturbation reposent sur le même principe.**

## 2.4 Distance sonde-objet et résolution

En microscopie classique, la résolution dépend de l'ouverture numérique de l'objectif et de la longueur d'onde utilisée. En microscopie optique en champ proche, un paramètre fondamental influant sur la résolution est la distance sonde-objet.

Pour les microscopes où la sonde fonctionne en mode de détection, le champ proche émis par l'objet peut s'exprimer sous la forme d'un spectre d'ondes planes (équation 3). Pour

résoudre un détail de largeur  $\delta$ , il faut capter au moins la fréquence spatiale de vecteur d'onde transversal ayant pour longueur  $k_t = \sqrt{k_x^2 + k_y^2} = 2\pi/\lambda$ . Si  $\delta$  est plus petit que  $\lambda$ , cette fréquence spatiale va donner une onde évanescente. La longueur de décroissance de cette onde est donnée par le module de  $1/k_z$ . Il est remarquable que pour  $\delta \ll \lambda$  (pratiquement  $\delta < \lambda/3$ ), cette longueur de décroissance devient pratiquement indépendante de la longueur d'onde et ne dépend que de la taille du détail à résoudre :  $L \approx \delta/2\pi$ . En effet :

$$e^{izk_z} = e^{-z\sqrt{k_x^2 + k_y^2 - \omega^2/c^2}} \simeq e^{-z\sqrt{k_x^2 + k_y^2}}$$

et comme  $\delta\sqrt{k_x^2 + k_y^2} = 2\pi$  (équation 5), l'atténuation de l'onde est donnée par  $2\pi z/\delta$  et il faut donc que la distance sonde-objet soit de l'ordre de  $\delta/2\pi$  pour détecter l'onde évanescente.

On peut faire une semblable discussion pour le microscope en mode émission ou en mode perturbatif. La conclusion reste la même.

**En conséquence, pour des objets plus petits que la longueur d'onde, la résolution des microscopes optiques en champ proche est pratiquement indépendante de la longueur d'onde utilisée et dépend de la distance sonde-objet qui doit être inférieure au sixième de la taille latérale de l'objet.**

Plus on veut résoudre un détail petit, plus il faut approcher l'objet à une faible distance. Par exemple, pour résoudre un détail de 100 nm, il faut que la sonde soit à une distance de 15 nm. Des résolutions supérieures nécessitent une distance d'approche encore plus petite et l'on peut considérer que les sondes des microscopes optiques en champ proche doivent être à des distances de quelques nanomètres de l'objet pour pouvoir obtenir des images à très haute résolution. Ce point est très important et a des conséquences expérimentales contraignantes ; il implique, pour les microscopes optiques en champ proche, l'utilisation de céramiques piézo-électriques pour contrôler la position des sondes avec cette précision.

## 2.5 Modèles théoriques

L'approche théorique que nous avons employée dans les paragraphes précédents est volontairement simplifiée. Elle décrit l'essentiel des phénomènes physiques mais est insuffisante pour calculer, même de façon approchée, l'intensité des images des différents microscopes.

Nous avons déjà signalé les limites du formalisme précédent. Nous avons utilisé une théorie scalaire, mais il est facile de décrire en spectre d'ondes planes des champs polarisés. Les développements sont rigoureux si l'on suppose connu le champ sur l'objet en  $z = 0$ . Dans ce but, nous avons décrit l'objet par une fonction de transmission, c'est l'hypothèse la plus critiquable de l'approche utilisée.

Dans les modèles de microscopes traditionnels, l'objet est toujours décrit par une fonction de transmission. En fait, c'est une approximation valable pour des objets grands par rapport à la longueur d'onde, mais elle devient erronée pour des objets ayant des détails de l'ordre ou plus petits que la longueur d'onde. Le véritable problème de diffraction est la détermination du champ diffracté sur l'objet. C'est un problème théorique difficile.

Comme l'équation 3 ne peut pas être employée de manière générale en optique du champ proche, des modèles plus rigoureux doivent être utilisés. Certains figurent dans les références [19–22]. Plusieurs méthodes numériques sont disponibles : méthode de la fonction de Green, méthodes de Fourier (méthodes modales, RCWA pour *Rigorous Coupled-Wave Analysis*) et les méthodes de discrétisation classiques (éléments finis, FDTD, voir section outils logiciels). Chacune de ses méthodes a ses avantages et ses inconvénients et, pour un problème donné,

certaines peuvent se révéler plus judicieuses que d'autres. Dans le paragraphe précédent nous avons discuté de l'influence de la distance sonde-objet sur la résolution des images. Des descriptions théoriques complètes montrent bien évidemment que la sonde, par sa taille, sa forme et sa nature a une influence importante sur la résolution des images.

## 2.6 Remarques sur la résolution

Comme pour la microscopie classique, il est tentant sinon nécessaire de quantifier les capacités des microscopes optiques champ proche en estimant une résolution latérale. L'existence (sous certaines approximations) d'une fonction de transfert linéaire des microscopes classiques permet en choisissant un critère de déduire une résolution maximum indépendante de l'objet. Le critère généralement admis est le critère de Rayleigh qui stipule que deux points voisins sont distincts et donc résolus si le maximum de la tache image d'un point correspond au premier minimum du lobe du deuxième point.

Le problème est beaucoup plus délicat en microscopie champ proche car la résolution dépend des caractéristiques de la sonde (taille, forme...), de la distance pointe/objet et de son contrôle, du type de balayage, des conditions d'éclairage, du couplage entre la pointe et l'objet et donc de l'objet lui même. Le contrôle de ces paramètres étant laborieux, il devient quasiment impossible de définir un critère de résolution et de parler de la résolution d'un microscope champ proche au sens classique du terme. La seule possibilité est alors d'analyser indépendamment chaque image sans en tirer pour autant de conclusion générale quant à l'instrument.

Certains auteurs [15, 23, 24] ont caractérisé la résolution de leurs images en mesurant la pente d'une marche de l'objet (par exemple un réseau) dans l'image optique. Bien que pratique, cette détermination de la résolution est un peu approximative. Une solution plus rigoureuse consiste à déterminer le contenu spectral de l'image en procédant par exemple à son analyse de Fourier 2D [25]. Cependant le frottement éventuel de la pointe sur l'objet, les cycles d'hystérésis des tubes piézoélectriques, les variations intempestives de la distance sonde-objet (dus par exemple à des inhomogénéités de l'objet induisant une variation des forces de Van der Waals)... introduisent dans l'image optique des artéfacts qui sont sans rapport avec la réponse optique propre à l'objet. Ces artéfacts produisent des hautes fréquences spatiales dans certaines zones de l'image et peuvent conduire à des résolutions erronées, laissant parfois croire à une résolution proche du critère de Shannon (deux pixels).

L'image optique champ proche étant construite ligne après ligne par balayage de la sonde, il semble plus judicieux de recourir à une analyse unidimensionnelle et de caractériser localement son contenu spectral. Contrairement à une analyse de Fourier bidimensionnelle, une analyse 1D permet ainsi de séparer les informations optiques pertinentes de celles liées aux artéfacts évoqués plus haut. Il a été proposé d'utiliser une décomposition en ondelettes [26, 27] mais le résultat dépend de la famille d'ondelettes choisie (par exemple Daubechies) et la structure de la fonction analysante risque d'être interprétée comme une caractéristique du signal. Pour ces raisons, une analyse 1D temps-fréquence grâce aux distributions de Wigner-Ville semble la meilleure option pour décrire fidèlement le contenu local du signal optique champ proche [26, 28, 29] : cette analyse permet d'écrire une fonction à une seule variable (le temps ou la fréquence) en une fonction à deux variables (le temps et la fréquence). En faisant correspondre le temps au pas de balayage (pixel) et la fréquence à la fréquence spatiale, cette fonction 2D décrit alors le contenu spectral du signal et permet d'appréhender une estimation de la résolution.

En définitive, la résolution des images champ proche optiques est un problème épineux

et une grande prudence doit être de mise lors de son évaluation. Le calcul théorique de la réponse optique de l'objet peut également aider à définir la résolution, à supposer que l'objet est connu. De manière générale, le pouvoir de séparation de deux objets proches permet tout de même d'évaluer la résolution.

### 3 Instrumentation

Si le principe des microscopes optiques en champ proche est simple, de nombreux problèmes techniques sont à résoudre pour passer du principe à la réalisation. Nous allons rapidement les passer en revue et donner les solutions qui ont été proposées pour les résoudre. Commençons par les problèmes techniques communs à toutes les microscopies en champ proche.

#### 3.1 Dispositif de balayage

Comme tous les microscopes à sonde locale, les microscopes optiques en champ proche utilisent des céramiques piézoélectriques pour positionner et déplacer la pointe dans les trois dimensions de l'espace. Le dispositif avec 3 céramiques en trièdre orthonormé est peu utilisé en optique. Des configurations en tube ou en cylindre sont plus utilisées. La surface cylindrique est métallisée par quadrant permettant une translation en  $x$ ,  $y$  et  $z$  avec un seul cylindre. Pour l'approche grossière de la pointe vers l'échantillon, des dispositifs annexes sont nécessaires (vis micrométriques, moteur pas à pas ou céramiques piézoélectriques de grandes amplitudes). Cette approche doit être contrôlée optiquement par une lunette ou un microscope de visée. Les propriétés des céramiques dépendent de la température ; un bon contrôle de la température des expériences peut s'avérer nécessaire pour éviter des dérives.

Ces dispositifs piézoélectriques sont commercialisés avec leur électronique de commande. Vu les résolutions obtenues actuellement en optique, une résolution latérale (en  $(x,y)$ ) de 1 nm semble suffisante. Une résolution de 0,1 nm est nécessaire en verticale ( $z$ ) car la résolution dépend fortement de la distance pointe-échantillon. La qualité du dispositif de balayage dépend de celle des céramiques (linéarité et faible hystérésis), mais l'électronique joue aussi un rôle fondamental sur les résultats obtenus. Elle permet une compensation de l'hystérésis et des non-linéarités et doit avoir un excellent rapport signal sur bruit.

#### 3.2 Filtrage des vibrations parasites

Les vibrations parasites constituent également un problème commun à toutes les microscopies à sondes locales et leur élimination est déterminante pour la qualité des images, pour leur résolution ainsi que pour éviter la détérioration de la sonde et/ou de l'objet. Le microscope doit être très compact de façon à ce que les fréquences de résonance soient hautes et éloignées des basses fréquences des vibrations parasites. Le microscope doit être découplé le plus possible des sources de vibrations extérieures. Les vibrations mécaniques, généralement de basses fréquences, peuvent être éliminées par une table antivibration, en suspendant le microscope ou en posant le dispositif sur un empilement de plaques métalliques séparées par des joints élastiques. Les vibrations acoustiques sont également gênantes. Une simple hotte en verre ou en plastique permet d'en éliminer une grande partie. Pour les microscopes utilisant une fibre optique, il est particulièrement important de fixer cette fibre pour éviter qu'elle ne transmette les vibrations jusqu'à la sonde. La qualité des images et leur résolution dépendent de la qualité des solutions apportées aux problèmes précédents.

### 3.3 Source de lumière

La source de lumière peut être quelconque (source conventionnelle, photodiode, laser). Mais on utilise généralement un laser de quelques milliwatts de puissance. Des intensités supérieures pourraient être nécessaires pour les applications spectroscopiques ou non linéaires, mais il faut faire attention aux problèmes d'échauffement destructif de l'échantillon pour le mode en collection ou de la pointe pour le mode en illumination. L'étude des problèmes liés à l'échauffement des pointes figure dans la référence [10]. La longueur d'onde a peu d'influence directe sur la résolution des images, contrairement à la microscopie traditionnelle. Cependant son choix peut être important pour certaines applications comme la microscopie de fluorescence, la spectroscopie Raman. . . Par contre, la stabilité en intensité des sources employées est fondamentale pour la qualité des images.

### 3.4 Détection

Les intensités détectées en microscopie champ proche sont de l'ordre de 1 nW, mais le signal peut être plus faible par exemple en spectroscopie Raman. Pour les expériences les plus courantes, un photomultiplicateur, surtout s'il est refroidi, améliore le rapport signal sur bruit. Les cellules CCD (*Charge Coupled Devices*) à très faible bruit ont également été employées dans des expériences de spectroscopie où le signal détecté est encore plus faible. Les expériences peuvent être réalisées avec des sources lumineuses continues. Mais il peut être utile, pour améliorer le rapport signal sur bruit, de moduler le faisceau lumineux et d'utiliser une détection synchrone.

### 3.5 Asservissement de la pointe

Les céramiques piézoélectriques assurent le positionnement de la pointe, mais il est nécessaire de stabiliser cette position à quelques nanomètres de l'objet et de la contrôler par une boucle d'asservissement. Ces remarques sont générales pour toutes les microscopies à sonde locale, mais des problèmes sont spécifiques à la microscopie optique. En effet, en microscopie électronique par effet tunnel, le courant tunnel, qui décroît exponentiellement lorsque l'on éloigne la pointe de l'échantillon, peut servir de signal de contrôle de l'asservissement. De façon analogue, pour le microscope optique par effet tunnel (1b), le signal lumineux capté par la sonde décroît également exponentiellement, ce qui permet un asservissement simple de la position de la pointe. Pour les autres microscopes (figures 1 a et c), le signal optique ne varie pas de façon monotone ; il est impossible d'utiliser le signal lumineux pour contrôler la position de la pointe et un autre signal différent du signal optique en champ proche doit être employé. Dans ce but, on a donc proposé de coupler un microscope optique en champ proche avec un microscope à force atomique (AFM : Atomic Force Microscope [1]). La pointe sert de sonde de force et de sonde optique et la mesure de force sert alors à asservir la position de la pointe [7]. Ce type de microscope fournit simultanément une image en optique de l'objet et une image de force. De plus, il permet d'utiliser des pointes AFM commercialisées, donc de nature et de forme bien connues (voir premier paragraphe de la section 3.6.3.1). La figure 2 présente le schéma de principe d'un microscope à sonde locale mixte mesure de force et optique (AFM-STOM).

Un autre dispositif d'asservissement, qui est aujourd'hui très utilisé, est le *shear-force* (force de cisaillement) [7]. Pour un microscope travaillant à l'air, une couche d'eau se trouve toujours entre la pointe et l'objet. La force d'amortissement provoquée par ce film liquide dépend

fortement de la distance pointe-surface. Pratiquement, on fait vibrer la pointe parallèlement à la surface de l'objet grâce à une céramique piézoélectrique supplémentaire. La fréquence de vibration se situe entre 1 et 100 kHz. L'amplitude de vibration dépend de l'amortissement qui augmente fortement quand la pointe est très proche de la surface. Un dispositif optique annexe [30, 31] mesure cette amplitude de vibration. On peut ainsi asservir la position en  $z$  de la pointe grâce à ce signal shear-force. Ce type d'asservissement est facile à mettre en œuvre, fiable et robuste mais apporte de la lumière parasite. Pour cette raison, une autre solution très répandue consiste à utiliser un simple diapason d'horloger [32] : il est excité à sa fréquence de résonance (typiquement 32 kHz) et la pointe est collée sur sa tranche. À l'approche de l'échantillon, les forces de cisaillement réduisent l'amplitude de vibration des bras du diapason détectée électroniquement. Cette méthode est de loin la plus répandue, la seule difficulté étant le collage de la pointe qui peut cependant être évité en glissant la pointe entre les bras du diapason [33].

Les sondes optiques pouvant être métallisées, elles conduisent l'électricité. Pour des échantillons conducteurs, on peut ainsi réaliser un microscope mixte STM-SNOM [20], permettant l'obtention simultanée de l'image électronique par effet tunnel et de l'image optique en champ proche d'un même objet. La partie imagerie électronique par effet tunnel de ce microscope permet également l'asservissement de la position de la pointe. Suivant la façon dont est réglé l'asservissement, trois types d'images peuvent être obtenus (figure 2) :

- Des images **à hauteur constante** : la pointe balaie l'échantillon à une hauteur constante de son plan moyen. Ces images sont des cartes de l'intensité détectée à une certaine hauteur au-dessus de l'objet. L'asservissement étant supprimé, les risques de détérioration de la pointe suite à un contact avec un relief plus important l'objet sont importants.
- Des images **à intensité constante** sont obtenues en maintenant le signal optique détecté à une valeur de consigne. Lorsque la pointe se déplace on maintient ce signal constant en faisant varier le réglage en  $z$  des céramiques piézoélectriques. Ces images à intensité constante sont des cartes de « rugosités optiques » qu'il est important d'essayer de relier à la topographie de l'objet.
- Enfin, en asservissant la position de la pointe à l'aide d'une mesure de force (AFM ou shear-force), la pointe est maintenue **à une distance constante** de la surface de l'objet.

Ce troisième mode de fonctionnement est le plus utilisé car il permet de séparer le vrai signal optique, d'un signal optique créé par les variations de hauteur de l'échantillon, ce qui intéresse beaucoup les expérimentateurs. Mais la force et ses variations dépendent a priori de la nature de la pointe et des propriétés mécaniques locales de l'objet. Aussi, un signal à force constante ne correspond pas forcément à une distance constante de la sonde à l'objet. Des images avec des inversions de contraste (creux à la place de bosses) en imagerie par mesure de forces (AFM ou force de cisaillement) ont été produites expérimentalement. Cette dernière remarque montre qu'un travail d'interprétation des images est également nécessaire pour ce mode d'asservissement, comme pour toutes les images produites par ces nouvelles microscopies à sonde locale.

### 3.6 Sondes et pointes

La sonde est l'élément central d'un microscope optique champ proche car elle détermine la résolution mais c'est également son point faible. En effet, la fabrication à grande échelle et de manière reproductible de pointes présentant un confinement sub-longueur d'onde en même temps qu'une transmission ou un pouvoir collecteur importants est un défi technique

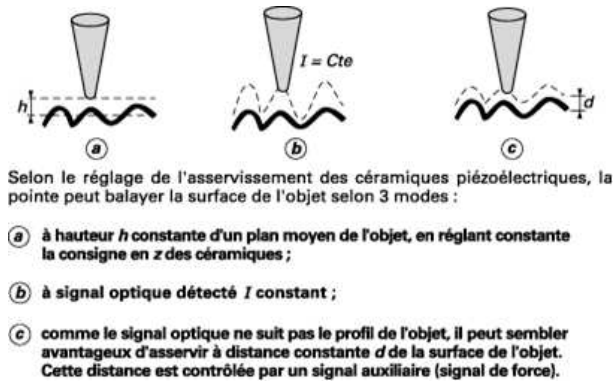


Figure 2 – Différents modes d'asservissement de la pointe.

et théorique difficile voire contradictoire. La fabrication des sondes représente donc un centre d'intérêt majeur pour les scientifiques de la communauté champ proche. Leur ingéniosité et les progrès des nano-technologies semblent en mesure d'apporter une réponse : non seulement de nombreux types de pointes et de méthodes de fabrication sont proposés dans la littérature mais il est également possible aujourd'hui de fonctionnaliser les pointes et de vraiment confiner et exalter le champ à leur extrémité grâce aux nano-antennes. Détailler la liste exhaustive des solutions proposées consisterait en soi une gageure étant donné leur nombre et leur diversité. Aussi nous limiterons-nous ici aux solutions les plus courantes et les plus prometteuses.

### 3.6.1 Types de sonde et fabrication

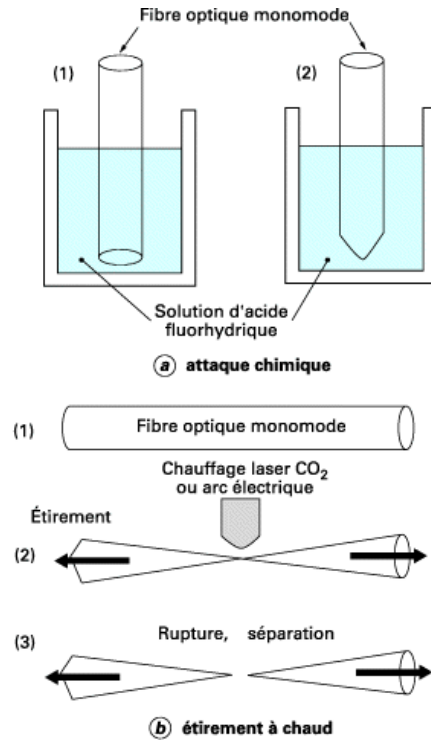
Les sondes utilisées en microscopie champ proche servent de nano-sources ou d'élément diffractant et elles sont donc classées en deux catégories suivant qu'elles présentent ou non une ouverture. Le paramètre important est ici le diamètre de son extrémité ou de de l'ouverture en bout de pointe, car, rappelons-le, il est directement lié à la résolution latérale de l'image finale. Les pointes à ouvertures sont le plus souvent obtenues à partir d'une fibre optique étirée qui sert à guider la lumière de la source à la pointe en mode illumination ou de la pointe au détecteur en mode collection.

#### 3.6.1.1 Pointes diélectriques nues

Les pointes diélectriques sont la plupart du temps des fibres optiques étirées en pointe par deux procédés différents (figure 3).

Le premier procédé consiste en une attaque chimique de l'extrémité de la fibre dans une solution à base d'acide fluorhydrique. La composition, la concentration de la solution ainsi que la durée de l'attaque déterminent la forme de la pointe (rayon de courbure à son extrémité et angle du cône). La référence [34] détaille ce procédé de fabrication et présente quelques images de pointes.

Le second procédé combine le chauffage (par un laser à  $\text{CO}_2$  ou un arc électrique) et l'étirement mécanique de la fibre. La forme exacte de la pointe est aussi fortement dépendante des détails du processus de fabrication : les étireuses commerciales (utilisées pour les micropipettes en biologie) offrent la possibilité de contrôler la force d'étirage, le temps de chauffage, le nombre d'étapes, le délai pour obtenir une forme précise de pointe. La référence [35] présente une



**Figure 3** – Principe de fabrication des pointes par étirage ou attaque chimique.

étude assez systématique de cette méthode et compare les différentes pointes obtenues.

Les deux procédés ou leur combinaison parviennent à des résultats comparables. On peut fabriquer, de façon contrôlée et reproductible, des pointes effilées de forme conique, dont le rayon de courbure de l'extrémité ne semble pas pouvoir être plus petit que 20-30 nm. Les références [36, 37] en font l'étude comparative. Sans rentrer dans les détails, les pointes étirées présentent un angle au sommet plus petit (ce qui diminue la puissance de sortie) et une extrémité plane (ce qui limite la résolution) alors que les pointes attaquées chimiquement offrent une surface rugueuse peu propice à une déposition métallique.

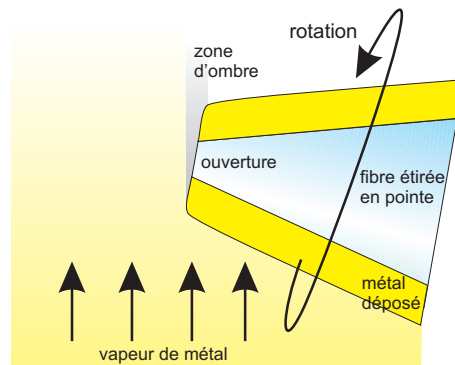
### 3.6.1.2 Pointes métallisées à ouverture

Pour éviter des fuites d'énergie lumineuse le long du cône et donc pour augmenter son confinement et la résolution attendue, l'extrémité des pointes diélectriques obtenues par étirage ou attaque chimique est souvent métallisée, la plupart du temps avec de l'aluminium (ou éventuellement de l'or) qui présente une très faible épaisseur de peau dans le visible (typiquement quelques dizaines de nanomètres). La métallisation a lieu par évaporation thermique ou par bombardement électronique (EBPVD) ou pulvérisation cathodique (*sputtering*); se pose ensuite le problème de la réalisation de l'ouverture. La solution la plus simple et la plus courante consiste à réaliser l'évaporation du métal de biais sur une pointe tournant lentement (voir figure 4) : on exploite ainsi un effet d'ombre et ainsi l'ultime extrémité de la pointe reste plane et non métallisée. Cette technique est peu reproductible mais offre la possibilité de fabriquer plusieurs pointes à la fois et les diamètres de l'ouverture mesurent entre 20 et 200



nm. La formation de grains (diamètre typique de 100 nm) dans les films métalliques lors du dépôt (même si le dépôt par EBPVD semble plus performant que l'évaporation thermique) limite la résolution de par :

- d'éventuelles fuites de lumière entre les grains qui peuvent aussi diffuser ou diffracter la lumière ;
- la définition confuse du diamètre de l'ouverture au regard du diamètre des grains ;
- l'existence de protubérances qui empêcheraient d'approcher la pointe de l'échantillon ou induiraient des artéfacts topographiques et/ou optiques dans les images.

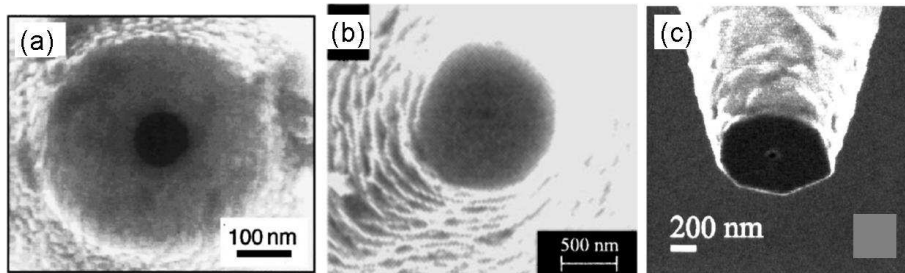


**Figure 4** – Dépôt par évaporation d'un film métallique sur une fibre étirée en pointe. Cette dernière est légèrement inclinée et en rotation, ce qui permet la formation d'une ouverture non métallisée à son extrémité par effet d'ombrage (schéma inspiré de [38]).

Pour résoudre une partie de ces problèmes, les pointes peuvent être recouvertes entièrement d'un film métallique et l'ouverture est réalisée dans un deuxième temps. Plusieurs techniques sont alors possible avec des résultats plus ou moins concluants :

- une des premières suggestions [8, 39, 40] a été de réaliser l'ouverture en écrasant et en frottant la pointe sur une surface (en général l'échantillon), ce qui permet d'enlever le surplus de métal. On obtient ainsi une ouverture de l'ordre de 80 nm mais, plus intéressant, l'extrémité plane de la pointe est bien parallèle au plan de l'échantillon (figure 5(a)).
- Saiki *et al.* [41] ont proposé d'utiliser une résine acrylique pour protéger les flancs de la pointe puis d'attaquer classiquement l'extrémité de la pointe avec une solution KI-I<sub>2</sub>. Le temps de gravure et la viscosité de la résine (diluée avec une solution organique) permettent de contrôler le diamètre de l'ouverture (entre 80 et 200 nm). Plus récemment une nano-antenne papillon (voir chapitre 3.6.2) a été réalisée par lithographie électronique sur une pointe AFM en silicium [42].
- la démétallisation de l'extrémité de la pointe par attaque humide limite le diamètre de l'ouverture du fait de la formation d'un ménisque. Le travail de la référence [43], suivi et amélioré par [44], consiste à utiliser un électrolyte solide (AgPO<sub>3</sub>-AgI) pour créer l'ouverture : la méthode est reproductible et permet d'obtenir des extrémités planes avec une ouverture de diamètre inférieur à 50 nm (figure 5(b)).
- enfin, l'usinage par faisceau d'ion focalisé (FIB) a été envisagé très tôt [45] et il permet d'obtenir des ouvertures parfaitement définies en coupant l'extrémité de la pointe perpendiculairement à son axe (voir figure 5(c)). Cette technique a permis d'obtenir des pointes avec des diamètres d'ouverture de 35 nm ayant un bon comportement en terme

de polarisation ainsi que des images haute résolution de molécules fluorescentes uniques [46]. L'utilisation du FIB permet même d'envisager des ouvertures avec des formes complexes et donc des pointes fonctionnalisées offrant des transmissions élevées. Cependant, s'il résout de nombreux problèmes liés à la fabrication des ouvertures, l'usinage FIB reste très coûteux aussi bien en terme de temps que d'argent.



**Figure 5** – Pointes SNOM avec ouverture réalisées par (a) écrasement sur une surface dure [40], (b) par électrolyse solide [44], (c) par usinage FIB [46]. Images reproduites avec permission. Copyright 1998,1999,2011, AIP Publishing LLC.

Si les pointes métallisées avec ouverture réalisée au FIB sont de loin les sondes les plus populaires, plusieurs équipes de recherche ont tout de même proposé de nouvelles voies pour obtenir des sondes à haute transmission (ou fort pouvoir collecteur), facilement réalisables et surtout reproductibles. Toutes n'ont pas rencontré (pour l'instant) le succès escompté, voici cependant une liste non exhaustive d'exemples de sondes à ouverture, toujours réalisées à partir d'une fibre optique :

- la première idée consiste à profiter de la maîtrise du micro-usinage silicium pour obtenir des pointes parfaitement identiques avec une production de masse. Moins courantes, ces pointes hybrides sont obtenues en collant sur une fibre une pointe type AFM obtenue par micro-usinage [47–51]. Minh *et al.* poussent l'hybridation en intégrant avec la pointe AFM le levier qui peut vibrer librement en bout de fibre : on peut ainsi travailler en mode contact [52] ;
- plutôt que d'utiliser des fibres optiques classiques, il a été suggéré d'utiliser des fibres en polyméthylmethacrylates (PMMA), ce qui permet d'obtenir des pointes plus solides [53] ;
- la photo-polymérisation d'une goutte de liquide déposé à l'extrémité d'une fibre clivée dans laquelle est injecté un faisceau laser à 514 nm permet de réaliser une pointe polymère. Celle-ci peut être ensuite métallisée et elle se comporte comme une sonde optique sub-micronique [54]. À noter qu'il est possible de les trouver dans le commerce avec un rayon de courbure en bout de pointe de 200 nm et une ouverture circulaire de 50 nm réalisée au FIB [55]. Il est possible avec cette technique de contrôler la longueur de la pointe de quelques centaines de nanomètres à quelques centaines de microns ainsi que son rayon de courbure entre plusieurs dizaines de nanomètres et plusieurs microns [56].

Beaucoup d'efforts ont porté sur la diminution du diamètre et la qualité de l'ouverture à l'extrémité de la pointe pour augmenter sa faible transmission dans le cas d'une ouverture circulaire (typiquement entre  $10^{-5}$  et  $10^{-7}$  [35, 38, 46]). En effet Bethe [57] puis Bouwkamp [58] ont démontré que le flux d'énergie à travers une ouverture circulaire dans un métal parfait était inversement proportionnel à la puissance 6 de son rayon. Cet effet est même renforcé si l'ouver-

ture est intégrée sur une pointe effilée [59]. Augmenter tout simplement la puissance d'entrée pour obtenir une quantité suffisante de lumière émise par l'ouverture risque de conduire à la destruction de la sonde. En effet, la pointe peut atteindre plusieurs centaines de degrés Celsius dès que la puissance d'entrée dépasse quelques mW [60–62] avec pour conséquence la destruction du dépôt métallique. Un dépôt multicouche ou des films d'adhésion supplémentaires peuvent augmenter le seuil de destruction d'un facteur 2 [63] mais cela reste insuffisant et surtout délicat à réaliser.

Une voie pour contourner ce problème consiste à exciter des plasmons de surface sur le film métallique déposé en bout de pointe. Le confinement des plasmons permet alors d'obtenir en bout de pointe une source intense de dimension sub-longueur d'onde sans augmenter la puissance lumineuse d'entrée. Pour cela Wang *et al.* [64] ont proposé de nanostructurer le métal pour réaliser une lentille plasmonique conique. Cette lentille consiste en une ouverture sub-longueur d'onde entourée d'anneaux concentriques, le tout étant réalisé par usinage FIB. Les plasmons de surface sont générés par le réseau d'anneaux et la géométrie de la pointe force les plasmons à converger vers le sommet de la pointe. La période des anneaux et l'angle formé au sommet de la pointe sont adaptés pour obtenir des interférences constructives en bout de pointe. L'intensité obtenue est ainsi dix fois supérieure à celle obtenue avec une pointe SNOM conventionnelle (dans les mêmes conditions d'illumination). Pour exciter les plasmons à l'extrémité de la pointe métallisée, Renna *et al.* [65] préfèrent couper l'extrémité d'une fibre optique avec un angle tel que la constante de propagation de la lumière le long de la surface ainsi formée est égale à celle du plasmon de surface. Ils ont ainsi obtenu un spot lumineux sub-longueur d'onde ( $\lambda/3$ ) mais, avec l'usinage à l'extrémité de la pointe de deux plans symétrique par rapport à l'axe de la pointe, un meilleur confinement ( $\lambda/10$ ) avec une transmission efficace est réalisable [66].

La faible quantité de lumière émise par l'ouverture peut également être amplifiée grâce à une ouverture annulaire qui offre une transmission théorique proche de 1 et qui ne présente pas de fréquence de coupure (mode TEM). Le concept de pointe coaxiale a donc été rapidement introduit [67] sur le modèle des lignes de transmission coaxiale et à même été intégré sur une sonde à levier (voir section 3.6.3.1) avec une transmission améliorée d'un ordre de grandeur et un meilleur confinement du champ [68]. Du fait des difficultés de fabrication, d'excitation du mode TEM [69] et de l'absorption du métal dans le domaine visible, il a fallu attendre 2010 pour voir publier des images en champ proche optique avec une pointe coaxiale [70] (pyramide en quartz et aluminium, voir figure 6.(c)) ou de la spectroscopie Raman exaltée par sonde locale (TERS : *Tip Enhanced Raman Spectroscopy*) avec une pointe coaxiale en nitrure de silicium et or [71]. Dans le même genre d'idée, il est possible également d'adapter le phénomène de transmission extraordinaire [72]. Le couplage résonnant entre un trou circulaire de 45 nm de diamètre dans un film d'or et un guide d'onde (fibre optique dont la géométrie est adaptée) peut alors fournir une transmission 100 fois supérieure à celle des pointes à ouverture conventionnelles [73].

Des nano-structures résonantes peuvent exalter le champ en bout de pointe avec un véritable confinement sub-longueur d'onde. Les extrémités des pointes présentent alors une géométrie plus complexe qu'une simple ouverture (étoile, noeud papillon. . .) et on les qualifie de nano-antennes. Nous développons ce concept très à la mode dans la section 3.6.2. En conclusion, ces pointes à ouverture, plus ou moins efficaces et originales, utilisent toutes les mêmes techniques de fabrication (étireuse à micro-pipette, dépôt sous vide et usinage FIB) et elles ont l'inconvénient de multiplier le nombre d'étapes du processus fabrication. Malgré tous les efforts apportés à la micro-fabrication des sondes, les pointes métallisées à ouverture obtenues

à partir d'une fibre optique étirée restent les sondes les plus répandues et les plus utilisées en microscopie champ proche optique du fait de leur fabrication certes peu reproductible mais aisée.

### 3.6.1.3 Pointes sans ouverture et pointes plasmoniques

Pour caractériser la réponse en champ proche optique d'échantillons, les microscopes à perturbation exploitent la lumière diffractée par une sonde très fine (car le diamètre de l'extrémité détermine la résolution). Les premiers microscopes perturbatifs (S-SNOM) mis en application utilisaient une pointe diélectrique [15]. Étant donné leur faible efficacité de diffraction, il est en général nécessaire de la faire vibrer pour ensuite faire une détection synchrone du signal optique. Une pointe hautement conductrice permet d'augmenter la faible fraction de puissance lumineuse diffractée par la pointe : une sonde en or dans un champ évanescent brille 33 fois plus qu'une pointe diélectrique [74]. Le microscope en mode perturbatif n'a pas besoin d'une pointe transparente : une pointe AFM (silicium, éventuellement métallisée) ou une pointe STM métallique peuvent donc faire l'affaire. Ces dernières, généralement en tungstène, sont extrêmement fines (à l'échelle atomique), ce qui est certainement une des raisons de la très grande résolution obtenue par ces microscopes : une résolution latérale de 3 nm dans le visible (mieux que  $\lambda/200$ ) est revendiquée par la référence [75]. Cependant, les caractéristiques de la pointe (angle, rayon de courbure, rugosité...) importent pour des applications optiques et les techniques habituelles de fabrication des pointes STM (attaque électrochimique [76]) ne conduisent pas toujours à des pointes de qualité optique. L'usinage FIB peut représenter une alternative [77].

Le champ électromagnétique intense qui existe à l'extrémité d'une pointe métallique (effet de pointe) a été très profitable par exemple à la microscopie de fluorescence haute résolution (voir [3]). Cet effet de pointe peut être augmenté en jouant sur la forme des pointes en silicium ou en tungstène [78], mais une exaltation plus importante, et donc un meilleur rapport signal sur bruit, peut être obtenue avec des pointes en argent ou en or permettant d'exciter des plasmons de surface. Les plasmons convergent vers l'extrémité de la pointe et y interfèrent de manière constructive pour créer une nano-source qui dispense donc d'un faisceau externe intense focalisé sur la pointe [79, 80] et au final supprime quasi-complètement le fond continu. Cependant le problème se reporte cette fois-ci sur une excitation efficace des plasmons car le couplage avec le mode de la fibre n'est pas très fort. Ding *et al.* [66] ont ainsi étudié le couplage avec le mode polarisé radialement dans une fibre optique étirée et recouverte d'un film d'argent et il a également été suggéré d'utiliser une pointe silicium pyramidale métallisée [81]. Une autre solution pour exciter efficacement les plasmons consiste à éclairer par le côté un réseau gravé par usinage FIB sur l'extrémité d'une pointe métallique comme le montre la figure 6.(d) [82, 83]. Il a été montré qu'une pointe pyramidale en argent gravée sur ses faces avec des réseaux anti-symétriques permet d'obtenir un confinement tri-dimensionnel de l'énergie optique dans un volume nanométrique ( $5.10^{-5}\lambda^3$ ) [84].

À noter que si, par exemple, on souhaite étudier des échantillons métalliques comme des nanostructures plasmoniques, il n'est pas souhaitable d'exciter des plasmons de surface au niveau de la pointe qui perturberaient la cartographie du champ proche qui ne serait alors plus fidèle. On préférera dans ces cas utiliser une pointe AFM (voir chapitre 3.6.3.1) : des études récentes ont montré qu'une pointe diélectrique avec une polarisation bien choisie pouvait réduire l'interaction pointe-échantillon [85–88]. Pour ces raisons Hillenbrand *et al.* [85] ont

utilisé comme sonde un nano-tube de carbone monté sur un levier AFM qui leur a permis d'enregistrer à la fois l'amplitude et la phase d'oscillations plasmon localisées au niveau de disques d'or nanométriques.

La littérature regorge de variantes de S-SNOM [89–95], chacune ayant une spécificité ou une application particulière mais leur description complète dépasserait le cadre de cet article. Nous reviendrons cependant sur les microscopes perturbatifs dans le chapitre traitant des applications de la microscopie champ proche, et plus particulièrement de la spectroscopie Raman et de la microscopie de fluorescence haute résolution qui utilisent très fréquemment ce type de SNOM.

### 3.6.2 Nano-antennes

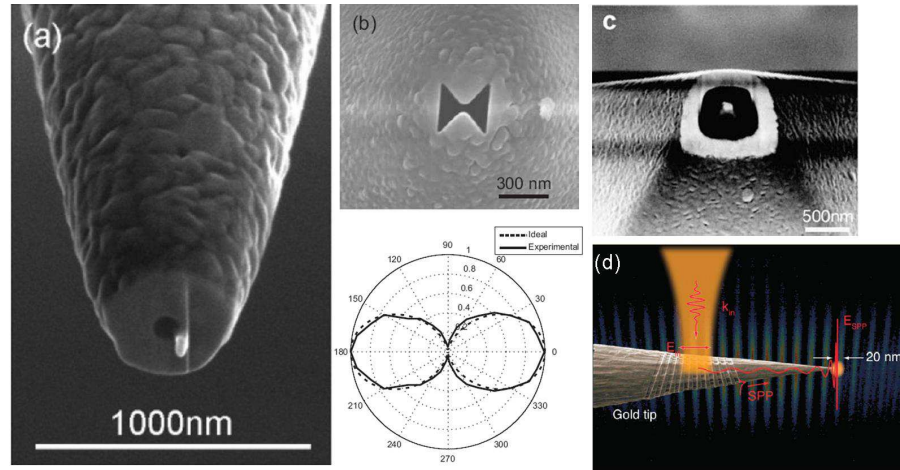
Les pointes présentées dans cette partie recouvrent l'ensemble des catégories présentées auparavant mais elles méritent une place à part du fait de l'engouement et du potentiel que représente aujourd'hui ce nouveau concept. Une antenne optique est à l'image des antennes hertziennes : c'est un dispositif sub-longueur d'onde permettant de convertir efficacement une radiation optique se propageant librement en un champ très localisé et réciproquement [96]. Cette analogie est tout de même limitée par le comportement très différent des métaux à ces deux gammes de fréquences (absorption, plasmons...). Les nano-antennes permettent de manipuler et contrôler le champ électromagnétique à l'échelle sub-longueur d'onde et elles offrent naturellement une solution très prometteuse pour des applications photovoltaïques, pour le traitement de l'information, les capteurs, la photodétection, le contrôle cohérent sub-longueur d'onde [97, et les références incluses]... Elles ont bien évidemment été introduites très rapidement en microscopie optique champ proche où l'on cherche à obtenir une source sub-longueur d'onde.

Le concept d'antenne est apparu en microscopie champ proche dès 1985 lorsque J. Wesel proposa d'exploiter le confinement lié au plasmon de surface d'une particule d'or sub-micronique qui se comporte alors comme une antenne [98]. La démonstration expérimentale suivit quelques années après [99] en utilisant comme antenne une sphère de polystyrène de 90 nm de diamètre recouverte de 20 nm d'or : cette nano-particule d'or peut être vue comme une antenne dipolaire avec une résonance bien définie et elle permet de sonder les propriétés électromagnétiques de son environnement avec une grande sensibilité (qui dépend de sa taille et de sa distance à l'échantillon). Ces nano-particules d'or ont été naturellement montées sur des pointes diélectriques pour construire un nouveau type de microscope sans ouverture avec une résolution de 100 nm [100, 101].

Les sondes exploitant l'exaltation du champ à l'extrémité d'une pointe métallique (voir chapitre précédent) peuvent être considérées comme des antennes mais elles ne supportent pas de résonance propre à leur géométrie. La biologie [102, 103], la spectroscopie et l'exaltation de fluorescence de molécule unique (voir références [104–108] font partie des domaines pouvant tirer profit de ce genre de sonde. Des particules métalliques plus complexes que de simples sphères peuvent également être greffées en bout de pointe comme par exemple des nano-étoiles d'or [109].

Les antennes mentionnées auparavant sont illuminées en champ lointain par un spot ayant comme taille au mieux la limite de diffraction, ce qui a pour conséquence d'ajouter un fond continu à la réponse de l'antenne. De plus, cette large surface d'éclairage est un handicap en microscopie de fluorescence car elle induit un fort photoblanchiment. Ces deux handicaps peuvent être contournés en greffant l'antenne (un bâtonnet métallique) juste à côté d'une

nano-source, à savoir le trou d'une sonde à ouverture classique (abréviation TOA pour *tip-on-aperture*) [110]. La résonance de l'antenne peut alors être contrôlée en jouant sur sa longueur : une nano-antenne en aluminium de 80 nm usinée par FIB peut ainsi fonctionner comme une antenne monopôle  $\lambda/4$  [111] (voir figure 6.(a)).



**Figure 6** – Différents exemples de sondes champ proche. (a) Nano-antenne à base d'un bâtonnet d'aluminium greffé à côté de l'ouverture d'une sonde métallisée classique, reproduit avec la permission de [111], copyright 2007, American Chemical Society. (b) Antenne papillon avec dessous son diagramme de polarisation en mode collection, reproduit avec la permission de [112], copyright 2010, Optical Society (OSA). (c) Ouverture coaxiale sur une pointe AFM, reproduit de [70], copyright 2010, avec la permission de Elsevier. (d) Image illustrant le fonctionnement d'une pointe en or balayant un réseau plasmonique, reproduit avec la permission de [83], copyright 2012, American Chemical Society.

Nous avons déjà vu qu'il était, par exemple, possible de réaliser des ouvertures annulaires en bout de pointe pour en améliorer la transmission (voir chapitre 3.6.1.2) : ces ouvertures peuvent être considérées comme des antennes. Mais l'usinage FIB permet aujourd'hui d'envisager des antennes beaucoup plus complexes : en nanostructurant l'extrémité métallisée de la pointe, en jouant sur la forme et la taille de l'antenne, il est possible d'exalter le champ à son extrémité ou même de la fonctionnaliser. Une des formes les plus prometteuses (et les plus étudiées à l'heure actuelle) est l'antenne papillon (*bow-tie*) constituée de deux ouvertures ou deux structures métalliques triangulaires se faisant face (voir figure 6.(b)). La zone qui sépare les deux sommets les plus proches (entrefer ou *feed gap*) permet de concentrer le champ de manière sub-longueur d'onde. La taille de cet entrefer définit la résolution et l'intensité du champ proche peut pour certaines longueurs d'onde être 40 fois plus grande que pour une ouverture circulaire ou carrée dans un film métallique [113]. Grober *et al.* introduisirent l'antenne papillon en microscopie champ proche en 1996 [114] mais les mesures ont été faites dans le domaine des micro-ondes. Ces expériences démontrent clairement un confinement sub-longueur d'onde du champ électromagnétique et une résolution spatiale bien en deçà de la limite de diffraction grâce à une antenne papillon ayant une transmission proche de 1. Une méthode de fabrication par usinage FIB d'une antenne papillon optique à l'extrémité d'une pointe AFM pyramidale ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) est décrite beaucoup plus tard dans la référence [115] qui démontre l'exaltation et le confinement du champ proche optique au niveau de l'antenne (figure 9). D'autres proposent

(toujours au bout d'une pointe AFM) d'utiliser la lithographie avec dépôt de masque (W ou  $\text{SiO}_x$ ) induit par faisceau d'électrons [42]. Des antennes papillons ont été usinées par FIB au bout d'une fibre optique étirée en pointe et métallisée. Les sondes ainsi obtenues ont été caractérisées en mode collection et en mode émission [112, 116]. Des images champ proche optique des modes de Bloch lents d'un laser à cristal photonique ont été obtenues avec une pointe à ouverture classique et avec une antenne papillon [117]. Elles sont présentées sur la figure 7 : théorie et expérience sont en bon accord. La sonde papillon agit comme un filtre à polarisation (voir figure 6.(b)) et montre un pouvoir de collection supérieur de deux ordres de grandeur par rapport à une ouverture circulaire de 200 nm.

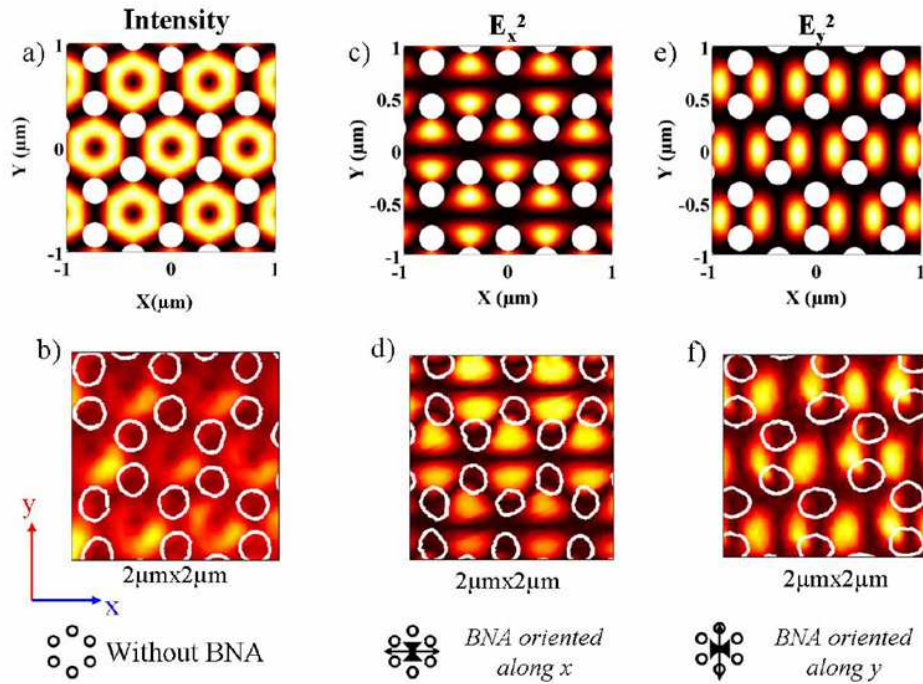
De nombreuses formes sont intéressantes pour la réalisation de nano-antennes : antenne diabololo [118, 119], dimère réunissant deux particules métalliques sphériques [120, 121], pointes entre deux ouvertures circulaires adjacentes [122], nano-ouvertures en forme de I [123] ou de C [124–126]. . . Le design proposé dans la dernière référence permet d'obtenir un champ proche en sortie de pointe avec une polarisation parfaitement définie, quel que soit l'état de polarisation de la lumière couplée dans la fibre. C'est un résultat important pour l'interprétation des images SNOM. Jusqu'à présent la plupart des nano-antennes fabriquées ont été pour des raisons de facilité sur des substrats plans ce qui limite leurs applications. Leur intégration en bout de sonde champ proche (c'est à dire sur une surface courbe) est cependant envisageable. En résumé, le concept de nano-antenne conjugué aux avancées des nanotechnologies (FIB) ont révolutionné la microscopie champ proche en s'attaquant aux problèmes des sondes. Les nano-antennes permettent d'obtenir des nano-sources très brillantes en exaltant et en confinant le champ sur des dimensions sub-longueur d'onde. Un large panel de perspectives et d'applications s'ouvrent à ce nouveau type de sonde en microscopie champ proche optique, mais en retour, cette dernière permet aussi de caractériser des nano-antennes utilisées dans un autre contexte [86, 88, 127].

### 3.6.3 Autres types de pointes

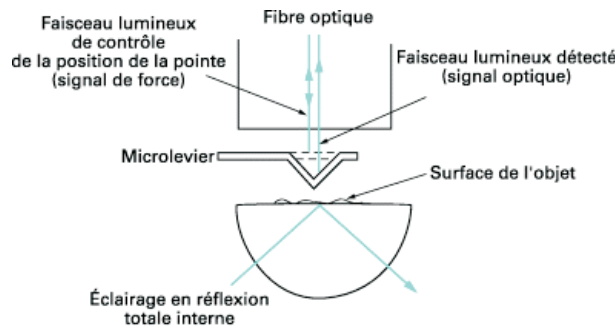
#### 3.6.3.1 Sonde utilisant un levier AFM

Un type de pointe hybride SNOM/AFM a été développé en utilisant la technologie des leviers utilisée en microscopie à force atomique. Certains types de microscopes à force atomique (AFM) utilisent des pointes diélectriques qui sont directement fixées sur le levier servant à mesurer la force. Les pointes sont généralement en nitrure de silicium ou en quartz qui sont des matériaux transparents ; elles peuvent donc être également utilisées comme sonde optique. Ces ensembles pointe-levier sont commercialisés, ce qui a l'avantage de fournir des pointes suffisamment fines mais surtout de structure et de forme connues et reproductibles. Quelques équipes [128] ont donc proposé de réaliser des microscopes mixtes AFM-SNOM. La partie AFM sert à contrôler la distance pointe-surface et à former une image topographique de l'objet. La pointe sert aussi de sonde optique ; elle est généralement utilisée en mode détection. La figure 8 présente le schéma de principe d'un microscope de ce type. Le microlevier porte une pointe à son extrémité. La fibre optique clivée est juste au-dessus du levier. Elle capte le champ diffracté par la pointe. Elle sert aussi à véhiculer à l'aller et au retour le faisceau servant à déterminer la position de la pointe.

Les pointes au bout de levier AFM présentent l'énorme avantage d'être réalisables à petits prix, en masse et de manière parfaitement reproductibles grâce aux technologies de microfabrication sur quartz ou silicium [129–131]. De plus, le contrôle de la distance pointe-échantillon



**Figure 7** – Images champ proche optiques des modes de Bloch lents d'un cristal photonique : simulations FDTD-3D (a,c,e) et images expérimentales correspondantes obtenues avec une sonde à ouverture classique (b) ou une nano-antenne papillon orientée selon deux directions perpendiculaires (d,f). Reproduit avec la permission de [117], copyright 2012, Optical Society (OSA).



**Figure 8** – Principe d'un microscope mixte AFM-STOM (avec la gracieuse permission de F. Baida, D. Courjon et G. Tribillon). Il s'agit d'un microscope à sonde locale utilisant une pointe de microscope à force atomique comme sonde de mesure de force et sonde optique. Le microscope optique en champ proche est dans une configuration de microscope à effet tunnel optique (STOM).

et plus aisé avec une pointe montée sur un levier plutôt que sur un diapason (*shear-force*). Les pointes greffées sur un levier type AFM sont donc une alternative sérieuse aux pointes classiques obtenues à partir des fibres optiques étirées et elles sont par voie de conséquence



beaucoup étudiées : plusieurs solutions ont vu le jour pour les améliorer. La première idée est bien sûr de métalliser la pointe AFM et de créer en son sommet une ouverture par usinage FIB [70, 132] (voir figure 6.(c)), mais cela demande du temps et de l'argent, par attaque ionique réactive (RIE) [133] ou par technologie CMOS [134].

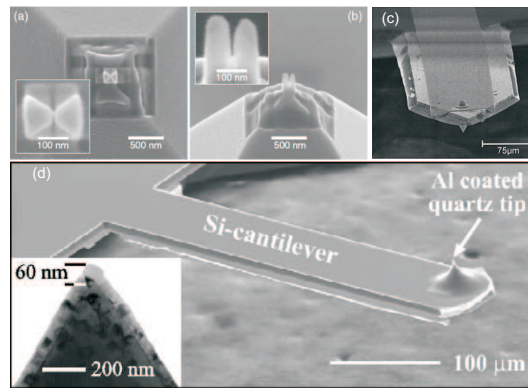
Des pointes en quartz amorphe métallisées avec de l'aluminium et fixées au bout d'un levier de silicium (figure 9) sont facilement réalisables pour un coût modique [135, 136]. L'indice relativement élevé du quartz amorphe (1,51) réduit d'autant la fréquence de coupure et permet d'obtenir une meilleure transmission. Bien que la pointe soit complètement métallisée, les auteurs ont constaté une émission de lumière à partir de cette pointe et ils ont obtenu une résolution de 30 nm par imagerie de molécules fluorescentes uniques. La transmission de ces pointes a été étudiée en fonction de l'angle au sommet et du dépôt de métal [137] mais elle reste encore mal comprise. Il est également possible de greffer sur un levier AFM classique une sphère de verre présentant un indice élevé puis de lui donner par usinage FIB une forme pyramidale avec un contrôle précis de l'angle au sommet [138]. La pyramide de verre est ensuite métallisée avec de l'aluminium et une ouverture de diamètre précis est réalisée au sommet, toujours par usinage FIB.

Les pointes citées précédemment sont toutes *passives* car elles captent ou diffractent la lumière mais elles ne la génèrent pas. Or, les technologies silicium utilisées pour fabriquer les pointes sont également compatibles avec des fonctions opto-électroniques et il devient possible d'imaginer des pointes *actives*, capables de générer un signal optique ou de le transformer en un signal électrique. Ainsi un levier silicium dopé  $n$  a été équipé d'une diode Schottky à l'extrémité de la pointe [139] : la pointe convertit directement le signal optique champ proche en un signal électrique et cela ouvre la voie vers une ultra-miniaturisation des microscopes champ proche. Il est également envisageable d'intégrer directement une source laser dans la sonde : des sources laser à très petite ouverture (50 nm de côté) et de puissance de sortie de 1 mW ont déjà été fabriquées [140]. Dans la même veine, une diode laser à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL) a été fixée sur un levier AsGa, du côté opposé à la pointe champ proche comme le montre la figure 9, et permet ainsi d'éclairer son ouverture [141].

Notons pour clore ce paragraphe que les nanotechnologies se développent très rapidement et qu'elles autorisent pratiquement le design de l'extrémité de la pointe selon le désir des ingénieurs et des chercheurs. Il devient alors possible de fonctionnaliser la sonde champ proche. Une nouvelle technique de lithographie électronique a ainsi permis de créer des nano-capteurs magnétiques (sonde à effet Hall, nano-bobines) et des ouvertures en bout de pointe AFM sensibles à la polarisation (simple ou double fentes, croix) [142].

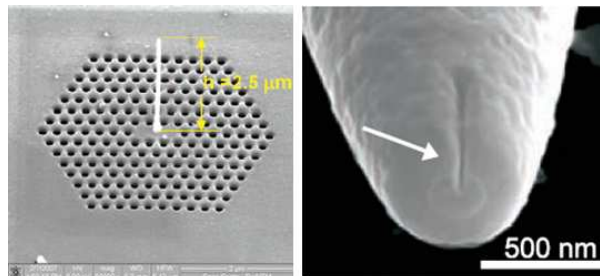
### 3.6.3.2 Pointes basées sur des cristaux photoniques et métamatériaux

Les cristaux photoniques ont révolutionné l'optique et sont désormais très courants. Cependant, ils ont peu apporté en microscopie champ proche qui, par contre, s'avère être un outil de premier plan pour leur étude et leur caractérisation (voir [3]). Les fibres photoniques semblent tout de même présenter un avantage certain pour la réalisation de pointes étirées [143]. Ces pointes obtenues à partir de fibre photonique sont 3 fois plus efficaces que les pointes diélectriques (nues) classiques et comparables aux pointes métallisées. L'absence de film métallique offre également l'avantage d'éviter toute interaction d'un éventuel plasmon avec le métal au niveau de la partie conique de la sonde, qui a un effet de filtrage spectral dans l'image optique finale.



**Figure 9** – Images au microscope électronique à balayage (MEB) de sondes champ proche basées sur un levier AFM. (a) et (b) : vues de dessus et de côté d’une antenne optique à l’extrémité d’une pointe AFM [115], copyright (2005), American Physical Society. (c) : VCSEL intégré sur un levier AsGa, reproduit avec la permission de [141], copyright 2000, AIP Publishing LLC. (d) : levier silicium avec une pointe en quartz recouverte de 60 nm aluminium, reproduit avec la permission de [135], copyright 2000, AIP Publishing LLC.

Un article propose également de combiner les capacités de collection d’une cavité diélectrique à base de cristal photonique avec les propriétés de confinement d’une nano-antenne métallique [144]. Le couplage entre les deux permet de convertir les plasmons de surface évanescent par nature en une onde propagative détectée en champ lointain par diffusion Raman. L’intégration de ce type de sonde (figure 10) sur un système de balayage est bien sûr envisagée.



**Figure 10** – À gauche : image MEB d’une cavité photonique couplée à l’antenne plasmonique ( $2,5 \mu\text{m}$  de haut et  $10 \text{ nm}$  de rayon de courbure à son extrémité), reproduit avec la permission de [144], copyright 2008, American Chemical Society. À droite : image MEB d’une sonde magnétique d’après [145], reproduit avec la permission de AAAS.

Une nouvelle classe de matériaux artificiels est apparue au début des années 2000 : ils présentent des propriétés électromagnétiques radicalement différentes de celles d’un matériau naturel. Baptisés *métamatériaux*, une abondante littérature leur est consacrée [146, 147]. Il est maintenant possible de fabriquer des nanostructures photoniques ayant une réponse magnétique ce qui induit des phénomènes surprenants comme la réfraction négative, les capes d’invisibilité et surtout les super-lentilles qui peuvent focaliser la lumière sans être limitées par la diffraction. Cette propriété est des plus intéressantes pour les sondes champ proche

dont l'efficacité est liée, rappelons-le, à leur capacité à confiner et exalter le champ sur des dimensions sub-longueur d'onde.

Le domaine n'a pas suffisamment d'ancienneté pour que l'on puisse avoir de nombreux retours en microscopie champ proche optique, cependant, il a déjà été théoriquement proposé un SNOM métamatériau [148] en remplaçant la couche diélectrique entre l'objet et la pointe (en général de l'air) par un métamatériau, mais l'idée n'est pas évidente à mettre en œuvre à cause de la difficulté de produire des métamatériaux à cette échelle.

Rockstruhl *et al.* ont proposé de remplacer cette fois la sonde optique conventionnelle par un métamatériau [149]. Cette nano-sonde est constituée d'une concentration croissante de nanoparticules métalliques au fur et à mesure que l'on s'approche du sommet de la pointe où l'indice peut être énorme. La lumière rencontre alors de la base de la pointe jusqu'à son sommet une permittivité croissante réalisant une adaptation d'impédance. Les avantages sont de limiter les réflexions et de permettre ensuite un couplage très efficace avec par exemple une nano-antenne.

Du point de vue expérimental, une sonde champ proche a été fabriquée à l'image des résonateurs en anneaux fendus (SRR pour *Split Ring Resonator*) afin de pouvoir détecter le champ magnétique aux fréquences optiques [145]. La sonde sensible au champ magnétique est une fibre optique étirée et métallisée de manière classique mais elle possède, en plus de son ouverture circulaire, une fente de 40 nm gravée au FIB dans l'axe de la pointe et adjacente à l'ouverture (figure 10). En la combinant avec une détection hétérodyne, les auteurs ont ainsi pu visualiser avec une résolution sub-longueur d'onde la propagation des champs magnétiques et électriques de la lumière dans un guide d'onde.

### 3.6.3.3 Pointes virtuelles

Un des soucis de la microscopie champ proche est le contrôle de la distance entre la pointe et l'échantillon incluant le risque de contact et donc d'endommagement de l'un des deux. Pour contourner ce problème, Grosjean et Courjon ont introduit le concept de sonde virtuelle ou immatérielle [150]. Il s'agit d'une distribution de champ évanescent obtenue par interférence de faisceaux de Bessel à la surface d'un axicon [151]. Cette distribution de champ évanescent, non diffractant, polarisé longitudinalement et confiné sur un disque de diamètre  $\lambda/5$  (limité par l'indice de l'axicon) est utilisée pour sonder l'échantillon. Si ce type de pointe n'a pas vocation à remplacer les pointes matérielles, ces faisceaux de Bessel ont cependant permis de mettre en évidence les propriétés de filtrage des pointes (métallisées ou non), à savoir que seules les composantes transverses du champ électrique sont détectées.

Une autre réalisation de source non radiative est présentée dans la référence [152]. Elle est basée sur des interférences d'ondes évanescentes au niveau d'un trou. Les simulations montrent une transmission plus importante que pour une ouverture dans une pointe métallisée. Cette sonde virtuelle possède une largeur à mi-hauteur de  $0,42\lambda$  et ses dimensions latérales sont constantes sur plusieurs centaines de nanomètres, ce qui permet de s'affranchir du contrôle de la distance pointe-échantillon.

Enfin, Descrovi *et al.* [153] ont démontré qu'une sonde virtuelle pouvait être générée par un film métallique nano-structuré supportant des modes de surface plasmonique : il s'agit d'une cavité plasmonique (surface métallique plane) entourée d'un réseau. Du fait de la nature plasmonique du champ, cette sonde est très sensible à son environnement et c'est là son principal avantage, en particulier pour des applications capteurs.

Il faut noter que ces pointes virtuelles sont rarement utilisées dans les dispositifs commerciaux.

## 4 Conclusion

La mise en œuvre d'une microscopie optique en champ proche est beaucoup plus délicate que celle des autres microscopies à sonde locale comme le STM et l'AFM. Les microscopes mixtes AFM-SNOM, AFM-STOM, STM-SNOM... permettent de résoudre le problème du contrôle de la position de la pointe et apportent des informations complémentaires bien utiles pour interpréter les images (topographie, par exemple).

En trente ans d'existence, les différents microscopes optiques champ proche ont essaimé des laboratoires de recherche vers le domaine commercial et industriel. Son pouvoir de résolution et sa souplesse offrent un aperçu unique à l'échelle nanométrique de toutes sortes d'échantillons et lui ont par conséquent ouvert les portes de nombreuses applications dans des domaines très variés en physique bien sûr, mais aussi en biologie, biochimie... Même avec une résolution inférieure à celle du microscope électronique, de l'AFM et du STM, la microscopie optique en champ proche permet d'étendre dans le domaine submicronique toutes les possibilités des méthodes optiques d'analyse. L'article [3] développe ses applications les plus prometteuses et les plus fructueuses. Elle a entre autre accompagné voire permis le développement de la micro-photonique et de la nano-optique qui sont aujourd'hui des domaines de recherche en pleine expansion. Hormis pour les sondes, la microscopie champ proche optique n'est plus un thème de recherche actuel. Par contre, son utilisation est quotidienne et beaucoup de chercheurs qui ont développé des techniques champ proche optique dans les années 90 ont basculé aujourd'hui vers la nano-optique ou la plasmonique.

Du point de vue technique, il reste à améliorer la qualité des sondes (géométrie, matériau, ouverture, efficacité) et surtout leur reproductibilité. Leur développement et leur amélioration se fait aujourd'hui à travers la thématique des nano-antennes. Ces nano-antennes représentent une solution d'avenir pour les sondes locales optiques car elles permettent d'améliorer leur transmission et de les fonctionnaliser pour accéder, par exemple, à la nature vectorielle du champ électromagnétique plutôt qu'à l'intensité (son module carré). Le concept de nano-antenne démultiplie les applications et la souplesse des microscopes optiques en champ proche en permettant une détection sélective du champ électromagnétique que les sondes rayonnent collectent (propriétés polarisantes, sensibilité au champ électrique ou magnétique, etc).

Le développement et la fonctionnalisation des nano-antennes ouvrent également une voie vers une meilleure compréhension de l'interaction lumière-matière à l'échelle nanométrique. La nature et les interprétations des images peuvent en effet poser problème pour certaines applications particulières, d'où la littérature pléthorique qui leur est consacrée. Cette difficulté d'interprétation rend nécessaire le développement de modèles numériques qui sont en général gourmands en temps de calcul. Ces modèles numériques tentent de quantifier l'interaction pointe/échantillon et de définir la quantité détectée (champ électrique, détection vectorielle, intensité...): les nano-antennes peuvent apporter un élément de réponse en corroborant (ou non) les résultats théoriques.

## Références

- [1] F. SALVAN : Microscopie par effet tunnel. *Techniques de l'Ingénieur*, P1:895, 1989.

- [2] M. ARNOLD : Microscopie optique. *Techniques de l'Ingénieur*, P1:860, 1993.
- [3] J. SALVI et D. VAN LABEKE : Microscopie optique en champ proche. Applications. *Techniques de l'Ingénieur*, P863, 2014.
- [4] E. H. SYNGE : Suggested method for extending microscopic resolution into the ultra-microscopic region. *Phil. Mag.*, 6:356–362, 1928.
- [5] D. W. POHL : Optical near-field scanning microscope, Brevet européen 0112401, 1987.
- [6] D. W. POHL : Optical near-field scanning microscope, Brevet US 4,604,520, 1986.
- [7] A. LEWIS, M. ISAACSON, A. HAROOTUNIAN, A. MURRAY et A. HARROOTUNIAN : Scanning optical spectral microscopy with 500 Å resolution. *Biophys. J.*, 41:405a, 1983.
- [8] D. W. POHL, W. DENK et M. LANZ : Optical stethoscopy : Image recording with resolution  $\lambda/20$ . *Appl. Phys. Lett.*, 44:651–653, 1984.
- [9] E. BETZIG, A. LEWIS, A. HAROOTUNIAN, M. ISAACSON et E. KRATSCHEMER : Near-field scanning optical microscopy (NSOM). development and biophysical applications. *Biophys. J.*, 49:269–279, 1986.
- [10] E. BETZIG, M. ISAACSON et A. LEWIS : Collection mode near-field optical microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 51(25):2088–2090, 1987.
- [11] U. FISCHER, U. DÜRIG et D. POHL : Near-Field optical scanning microscopy in reflection. *Appl. Phys. Lett.*, 1988:249–251, 1988.
- [12] D. COURJON, K. SARAYEDDINE et M. SPAJER : Scanning tunneling optical microscopy. *Opt. Commun.*, 71(1,2):23–28, 1989.
- [13] R. C. REDDICK, R. J. WARMACK et T. L. FERRELL : New form of scanning optical microscopy. *Physical Review B*, 39(1):767–770, 1989.
- [14] F. de FORNEL, J. GOUDONNET, L. SALOMON et E. LESNIEWSKA : An evanescent field optical microscope. *Proc. SPIE*, 1139:77–84, 1989.
- [15] F. ZENHAUSERN, Y. MARTIN et H. K. WICKRAMASINGHE : Scanning interferometric apertureless microscopy : Optical imaging at 10 angström resolution. *Science*, 269:1083–1085, 1995.
- [16] E. BETZIG et J. K. TRAUTMAN : Near-field optics : microscopy, spectroscopy, and surface modification beyond the diffraction limit. *Science*, 257:189–195, 1992.
- [17] E. BETZIG, J. K. TRAUTMAN, T. D. HARRIS, J. S. WEINER et R. L. KOSTELAK : Breaking the diffraction barrier : Optical microscopy on a nanometric scale. *Science Reprint Series*, 251:1468–1470, 1991.
- [18] K. WICKRAMASINGHE : Apertureless near field optical microscope, Brevet US 4947034, 1990.
- [19] D. W. POHL et D. COURJON, éditeurs. *Near Field Optics I*, E242, Arc-et-Senans, France (octobre 1992), 1993. NATO Advanced Research Workshop, Kluwer Academic.

- [20] NATO Advanced Research Workshop. *Near-Field Optics III*, volume 61 de *Ultramicroscopy*, Brno, République Tchèque (mai 1995), 1995.
- [21] O. MARTI et R. MÖLLER, éditeurs. *Photons and Local Probes*, E 300, Reichenau, Allemagne (septembre 1994), 1995. NATO Advanced Research Workshop, Kluwer Academic.
- [22] NATO Advanced Research Workshop. *Near Field Optics II*, volume 57 de *Ultramicroscopy*, Raleigh, USA (octobre 1993), 1995.
- [23] D. COURJON, J.-M. VIGOUREUX, M. SPAJER, K. SARAYEDDINE et S. LEBLANC : External and internal reflection near field microscopy : Experiments and results. *Appl. Opt.*, 29(26):3734–3740, 1990.
- [24] R. MAHESWARI, H. KADONO et M. OHTSU : Power spectral analysis for evaluating optical near-field images of 20 nm gold particles. *Opt. Commun.*, 131(1&Auml;S3):133–142, 1996.
- [25] D. BARCHIESI, O. BERGOSSI, M. SPAJER et C. PIERALLI : Image resolution in reflection scanning near-field optical microscopy using shear-force feedback : characterization with a spline and fourier spectrum. *Appl. Opt.*, 36(10):2171–2177, 1997.
- [26] D. BARCHIESI et T. GHARBI : Local spectral information in the near field with wavelet analysis and entropy. *Appl. Opt.*, 38(31):6587–6596, 1999.
- [27] T. GHARBI et D. BARCHIESI : Local signal processing to evaluate resolution in SNOM images, using 1D wavelets. *Opt. Commun.*, 177(1–6):85 – 93, 2000.
- [28] T. GHARBI, D. BARCHIESI, O. BERGOSSI, H. WIOLAND et C. RICHARD : Optical near-field data analysis through time–frequency distributions : application to the characterization and separation of the image spectral content by reassignment. *J. Opt. Soc. Am. A*, 17(12):2513–2519, 2000.
- [29] J. SALVI, D. BARCHIESI et D. COURJON : Use of a resonant optical cavity to increase the spectral density of near-field optical images. 191:267, 2001.
- [30] E. BETZIG, P. L. FINN et J. S. WEINER : Combined shear force and near-field scanning optical microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 60(20):2484–2486, 1992.
- [31] R. TOLEDO-CROW, P. C. YANG, Y. CHEN et M. VAEZ-IRAVANI : Near-field differential scanning optical microscope with atomic force regulation. *Appl. Phys. Lett.*, 60(24):2957–2959, 1992.
- [32] K. KARRAÏ et R. D. GROBER : Piezoelectric tip-sample distance control for near field optical microscopes. *Appl. Phys. Lett.*, 66(14):1842–1844, 1995.
- [33] J. SALVI, P. CHEVASSUS, A. MOUFLARD, S. DAVY, M. SPAJER, D. COURJON, K. HJORT et L. ROSENGREN : Piezoelectric shear force detection : A geometry avoiding critical tip/tuning fork gluing. *Rev. Sci. Instrum.*, 69(4):1744–1746, 1998.
- [34] M. OHTSU : Progress of high resolution photon scanning tunneling microscopy due to a nanometric fiber probe. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 13(7):1200–1221, 1995.

- [35] G. A. VALASKOVIC, M. HOLTON et G. H. MORRISON : Parameter control, characterization, and optimization in the fabrication of optical fiber near-field probes. *Applied Optics*, 34(7):1215–1228, 1995.
- [36] P. HOFFMANN, B. DUTOIT et R.-P. SALATHÉ : Comparison of mechanically drawn and protection layer chemically etched optical fiber tips. *Ultramicroscopy*, 61(1–4):165–170, 1995.
- [37] P. MOAR, F. LADOUCEUR et L. CAHILL : Numerical analysis of the transmission efficiency of heat-drawn and chemically etched scanning near-field optical microscopes. *Appl. Opt.*, 39:1966–1972, 2000.
- [38] B. HECHT, B. SICK, U. P. WILD, V. DECKERT, R. ZENOBI, O. J. F. MARTIN et D. W. POHL : Scanning near-field optical microscopy with aperture probes : Fundamentals and applications. *J. Chem. Phys.*, 12(18):7761–7773, 2000.
- [39] U. DÜRIG, D. W. POHL et F. ROHNER : Near-field optical-scanning microscopy. *J. Appl. Phys.*, 59(10):3318–3327, 1986.
- [40] T. SAIKI et K. MATSUDA : Near-field optical fiber probe optimized for illumination-collection hybrid mode operation. *Appl. Phys. Lett.*, 74(19):2773–2775, 1999.
- [41] T. SAIKI, S. MONONOBE et M. OHTSU : Tailoring a high-transmission fiber probe for photon scanning tunneling microscope. *Appl. Phys. Lett.*, 68(19):2612–2614, 1996.
- [42] A. WEBER-BARGIONI, A. SCHWARTZBERG, M. SCHMIDT, B. HARTENECK, D. F. OGLETTREE, P. J. SCHUCK et S. CABRINI : Functional plasmonic antenna scanning probes fabricated by induced-deposition mask lithography. *Nanotechnology*, 21:065306, 2010.
- [43] D. MULIN, D. COURJON, J.-P. MALUGANI et B. GAUTHIER-MANUEL : Use of solid electrolytic erosion for generating nano-aperture near-field collectors. *Appl. Phys. Lett.*, 71(4):437–439, 1997.
- [44] A. BOUHELIER, J. TOQUANT, H. TAMARU, H.-J. GÜNTHERODT, D. W. POHL et G. SCHIDER : Electrolytic formation of nanoapertures for scanning near-field optical microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 79:683–685, 2001.
- [45] M. MURANISHI, K. SATO, S. HOSAKA, A. KIKUKAWA, T. SHINTANI et K. ITO : Control of aperture size of optical probes for scanning near-field optical microscopy using focused ion beam technology. *J. J. Appl. Phys.*, 36:L942, 1997.
- [46] J. A. VEERMAN, A. M. OTTER, L. KUIPERS et N. F. van HULST : High definition aperture probes for near-field optical microscopy fabricated by focused ion beam milling. *Appl. Phys. Lett.*, 72(24):3115–3117, 1998.
- [47] W. NOELL, M. ABRAHAM, K. MAYR, A. RUF, J. BARENZ, O. HOLLRICHER, O. MARTI et P. GÜTHNER : Micromachined aperture probe tip for multifunctional scanning probe microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 70(1):1236–1238, 1997.
- [48] D. DREWS, W. EHRFELD, M. LACHER, K. MAYR, W. NOELL, S. SCHMITT et M. ABRAHAM : Nanostructured probes for scanning near-field optical microscopy. *Nanotechnology*, 10(1):61, 1999.

- [49] G. GENOLET, M. DESPONT, P. VETTIGER, U. STAUFER, W. NOELL, N. F. de ROOIJ, T. CUENI, M.-P. BERNAL et F. MARQUIS-WEIBLE : Micromachined photoplastic probe for scanning near-field optical microscopy. *Rev. Sci. Instrum.*, 72(10):3877–3879, 2001.
- [50] B. J. KIM, J. W. FLAMMA, E. S. TEN HAVE, M. F. GARCIA-PARAJO, N. F. VAN HULST et J. BRUGGER : Moulded photoplastic probes for near-field optical applications. *J. Microsc.*, 202(1):16–21, 2001.
- [51] G. M. KIM, B. J. KIM, E. S. TEN HAVE, F. SEGERINK, N. F. VAN HULST et J. BRUGGER : Photoplastic near-field optical probe with sub-100 nm aperture made by replication from a nanomould. *J. Microsc.*, 209(3):267–271, 2003.
- [52] P. N. MINH, T. ONO, H. WATANABE, S. S. LEE, Y. HAGA et M. ESASHI : Hybrid optical fiber-apertured cantilever near-field probe. *Appl. Phys. Lett.*, 79(19):3020–3022, 2001.
- [53] H. CHIBANI, K. DUKENBAYEV, M. MENSİ, S. K. SEKATSKII et G. DIETLER : Near-field scanning optical microscopy using polymethylmethacrylate optical fiber probes. *Ultra-microscopy*, 110:211–215, 2010.
- [54] R. BACHELOT, C. ECOFFET, D. DELOEIL, P. ROYER et D.-J. LOUGNOT : Integration of micrometer-sized polymer elements at the end of optical fibers by free-radical photopolymerization. *Appl. Opt.*, 40(32):5960–5971, 2001.
- [55] LOVALITE® : [http://www.lovalite.com/FR/Micro\\_pointes\\_optiques\\_SNOM.php](http://www.lovalite.com/FR/Micro_pointes_optiques_SNOM.php).
- [56] S. ZHENG, X. ZENG, W. LUO, S. JRADI, J. PLAIN, M. LI, P. RENAUD-GOUD, R. DETURCHE, Z. WANG, J. KOU, R. BACHELOT et P. ROYER : Rapid fabrication of micro-nanometric tapered fiber lens and characterization by a novel scanning optical microscope with submicron resolution. *Opt. Express*, 21(1):30–38, 2013.
- [57] H. BETHE : Theory of diffraction by a small hole. *Phys. Rev.*, 66:163–182, 1944.
- [58] C. J. BOUWKAMP : Diffraction theory. *Rep. Phys.*, 27:35–100, 1954.
- [59] L. NOVOTNY, D. W. POHL et P. REGLI : Light propagation through nanometer-sized structures : the two-dimensional-aperture scanning near-field optical microscope. *J. Opt. Soc. Am. A*, 11(6):1768–1779, 1994.
- [60] M. STÄHELIN, M. A. BOPP, G. TARRACH, A. J. MEIXNER et I. ZSCHOKKE-GRÄNACHER : Temperature profile of fiber tips used in scanning near-field optical microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 68(19):2603–2605, 1996.
- [61] A. H. L. ROSA, B. I. YAKOBSON et H. D. HALLEN : Origins and effects of thermal processes on near-field optical probes. *Appl. Phys. Lett.*, 67(18):2597–2599, 1995.
- [62] D. I. KAVALDJIEV, R. TOLEDO-CROW et M. VAEZ-IRAVANI : On the heating of the fiber tip in a near-field scanning optical microscope. *Appl. Phys. Lett.*, 67(19):2771–2773, 1995.
- [63] R. M. STÖCKLE, N. SCHALLER, V. DECKERT, C. FOKAS et R. ZENOBI : Brighter near-field optical probes by means of improving the optical destruction threshold. *J. Microsc.*, 194(2-3):378–382, 1999.



- [64] Y. WANG, W. SRITURAVANICH, C. SUN et X. ZHANG : Plasmonic nearfield scanning probe with high transmission. *Nano Lett.*, 8(9):3041–3045, 2008.
- [65] F. RENNA, D. COX et G. BRAMBILLA : Efficient sub-wavelength light confinement using surface plasmon polaritons in tapered fibers. *Opt. Express*, 17(9):7658, 2009.
- [66] M. DING, O. FENWICK, F. DI STASIO, J.-Y. OU, N. SESSIONS, Y. JUNG, F. CACIALLI et G. BRAMBILLA : Efficient light confinement with nanostructured optical microfiber tips. *Opt. Commun.*, 285(23):4688–4697, 2012.
- [67] U. C. FISCHER et M. ZAPLETA : The concept of a coaxial tip as a probe for scanning near field optical microscopy and steps towards a realisation. *Ultramicroscopy*, 42–44:393–398, 1992.
- [68] T. LEINHOS, O. RUDOW, M. STOPKA, A. VOLLKOPF et E. OESTERSCHULZE : Coaxial probes for scanning near-field microscopy. *J. Microsc.*, 94:349–352., 1999.
- [69] F. DEMMING, J. JERSCH, S. KLEIN et K. DICKMANN : Coaxial scanning near-field optical microscope tips : an alternative for conventional tips with high transmission efficiency? *J. Microsc.*, 201(3):383–387, 2001.
- [70] M. SALOMO, D. BAYER, B. R. SCHAAF, M. AESCHLIMANN et E. OESTERSCHULZE : Fabrication and characterization of coaxial scanning near-field optical microscopy cantilever sensors. *Microelectron. Eng.*, 87:1540–1542, 2010.
- [71] A. WEBER-BARGIONI, A. SCHWARTZBERG, M. CORNAGLIA, A. ISMACH, J. J. URBAN, Y. PANG, R. GORDON, J. BOKOR, M. B. SALMERON, D. F. OGLETREE, P. ASHBY, S. CABRINI et P. J. SCHUCK : Hyperspectral nanoscale imaging on dielectric substrates with coaxial optical antenna scan probes. *Nano Lett.*, 11(3):1201–1207, 2011.
- [72] T. EBBESEN, H. LEZEC, H. GHAEMI, T. THIO et P. WOLFF : Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays. *Nature*, 391:667–669, 1998.
- [73] L. NEUMANN, Y. PANG, A. HOYOU, M. L. JUAN, R. GORDON et N. F. van HULST : Extraordinary optical transmission brightens near-field fiber probe. *Nano Lett.*, 11(2): 355–360, 2011.
- [74] Y. INOUE et S. KAWATA : Near-field scanning optical microscope with a metallic probe tip. *Opt. Lett.*, 19(3):159–161, 1994.
- [75] M. SPECHT, J. D. PEDARNIG, W. M. HECKL et T. W. HÄNSCH : Scanning plasmon near-field microscope. *Phys. Rev. Lett.*, 68:476–479, 1992.
- [76] A. J. NAM, A. TERENCE, T. A. LUSBY et A. J. MELMED : Benign making of sharp tips for STM and FIM : Pt, Ir, Au, Pd, and Rh. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 13(4):1556–1559, 1995.
- [77] M. J. VASILE, D. A. GRIGG, J. E. GRIFFITH, E. A. FITZGERALD et P. E. RUSSELL : Scanning probe tips formed by focused ion beams. *Review of Scientific Instruments*, 62(9):2167–2171, 1991.

- [78] A. V. ZAYATS : Electromagnetic field enhancement in the context of apertureless near-field microscopy. *Opt. Commun.*, 161(1-3):156-162, 1999.
- [79] M. ASHINO et M. OHTSU : Fabrication and evaluation of a localized plasmon resonance probe for near-field optical microscopy/spectroscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 72(11):1299-1301, 1998.
- [80] A. BOUHELIER, J. RENGER, M. R. BEVERSLUIS et L. NOVOTNY : Plasmon-coupled tip-enhanced near-field optical microscopy. *J. Microsc.*, 210:220-224, 2003.
- [81] T. YATSUI, K. ITSUMI, M. KOUROGI et M. OHTSU : Metallized pyramidal silicon probe with extremely high throughput and resolution capability for optical near-field technology. *Appl. Phys. Lett.*, 80(13):2257-2259, 2002.
- [82] C. ROPERS, C. C. N. T. ELSAESSER, M. ALBRECHT, M. B. RASCHKE et C. LIENAU : Grating-coupling of surface plasmons onto metallic tips : A nanoconfined light source. *Nano Lett.*, 7:2784-2788, 2007.
- [83] S. BERWEGER, J. M. ATKIN, R. L. OLMON et M. B. RASCHKE : Light on the tip of a needle : Plasmonic nanofocusing for spectroscopy on the nanoscale. *J. Phys. Chem. Lett.*, 3(7):945-952, 2012.
- [84] N. C. LINDQUIST, P. NAGPAL, A. LESUFFLEUR, D. J. NORRIS et S.-H. OH : Three-dimensional plasmonic nanofocusing. *Nano Lett.*, 10(4):1369-1373, 2010.
- [85] R. HILLENBRAND, F. KEILMANN, P. HANARP, D. S. SUTHERLAND et J. AIZPURUA : Coherent imaging of nanoscale plasmon patterns with a carbon nanotube optical probe. *Appl. Phys. Lett.*, 83(2):368-370, 2003.
- [86] R. L. OLMON, P. M. KRENZ, A. C. JONES, G. D. BOREMAN et M. B. RASCHKE : Near-field imaging of optical antenna modes in the mid-infrared. *Opt. Express*, 16(25):20295-20305, 2008.
- [87] R. ESTEBAN, R. VOGELGESANG, J. DORFMÜLLER, A. DMITRIEV, C. ROCKSTUHL, C. ETRICH et K. KERN : Direct near-field optical imaging of higher order plasmonic resonances. *Nano Lett.*, 8(10):3155-3159, 2008.
- [88] N. YU, E. CUBUKCU, L. DIEHL, M. A. BELKIN, K. B. CROZIER, F. CAPASSO, D. BOUR, S. CORZINE et G. HÖFLER : Plasmonic quantum cascade laser antenna. *Appl. Phys. Lett.*, 91(17):173113, 2007.
- [89] A. LAHRECH, R. BACHELOT, P. GLEYZES et A. C. BOCCARA : Infrared-reflection-mode near-field microscopy using an apertureless probe with a resolution of  $\lambda/600$ . *Opt. Lett.*, 21(17):1315-1317, 1996.
- [90] R. BACHELOT, P. GLEYZES et A. C. BOCCARA : Reflection-mode scanning near-field optical microscopy using an apertureless metallic tip. *Appl. Opt.*, 36(10):2160-2170, 1997.
- [91] L. AIGOUY, F. X. ANDRÉANI, A. C. BOCCARA, J. C. RIVOAL, J. A. PORTO, R. CARMINATI, J.-J. GREFFET et R. MÉGY : Near-field optical spectroscopy using an incoherent light source. *Appl. Phys. Lett.*, 76(4):397-399, 2000.

- [92] A. V. BRAGAS et O. E. MARTÍNEZ : Field-enhanced scanning optical microscope. *Opt. Lett.*, 25(9):631–633, 2000.
- [93] P.-M. ADAM, S. BENREZZAK, J. L. BIJEON et P. ROYER : Localized surface plasmons on nanometric gold particles observed with an apertureless scanning near-field optical microscope. *J. Appl. Phys.*, 88(11):6919–6921, 2000.
- [94] R. HILLENBRAND et F. KEILMANN : Complex optical constants on a subwavelength scale. *Phys. Rev. Lett.*, 85:3029–3032, 2000.
- [95] N. HAYAZAWA, Y. INOUE, Z. SEKKAT et S. KAWATA : Near-field Raman imaging of organic molecules by an apertureless metallic probe scanning optical microscope. *J. Chem. Phys.*, 117(3):1296–1301, 2002.
- [96] P. BHARADWAJ, B. DEUTSCH et L. NOVOTNY : Optical antennas. *Adv. Opt. Photon.*, 1:438–483, 2009.
- [97] L. NOVOTNY et N. van HULST : Antennas for light. *Nature Photon.*, 5:83, 2011.
- [98] J. WESSEL : Surface-enhanced optical microscopy. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2(9):1538–1541, 1985.
- [99] U. C. FISCHER et D. W. POHL : Observation of single-particle plasmons by near-field optical microscopy. *Phys. Rev. Lett.*, 62:458–461, 1989.
- [100] T. KALKBRENNER, M. RAMSTEIN, J. MLYNEK et V. SANDOGHDAR : A single gold particle as a probe for apertureless scanning near-field optical microscopy. *J. Microsc.*, 202:72–76., 2001.
- [101] T. KALKBRENNER, U. HAKANSON, A. SCHÄDLE, S. BURGER, C. HENKEL et V. SANDOGHDAR : Optical microscopy via spectral modifications of a nanoantenna. *Phys. Rev. Lett.*, 95:200801, 2005.
- [102] C. HÖPPENER et L. NOVOTNY : Antenna-based optical imaging of single  $Ca^{2+}$  transmembrane proteins in liquids. *Nano Lett.*, 8(2):642–646, 2008.
- [103] C. HÖPPENER et L. NOVOTNY : Imaging of membrane proteins using antenna-based optical microscopy. *Nanotechnology*, 19:384012, 2008.
- [104] E. J. SÁNCHEZ, L. NOVOTNY et X. S. XIE : Near-field fluorescence microscopy based on two-photon excitation with metal tips. *Phys. Rev. Lett.*, 82:4014–4017, 1999.
- [105] S. KÜHN, U. HAKANSON, L. ROGOBETE et V. SANDOGHDAR : Enhancement of single-molecule fluorescence using a gold nanoparticle as an optical nanoantenna. *Phys. Rev. Lett.*, 97:017402, 2006.
- [106] P. ANGER, P. BHARADWAJ et L. NOVOTNY : Enhancement and quenching of single-molecule fluorescence. *Phys. Rev. Lett.*, 96:113002, 2006.
- [107] P. BHARADWAJ et L. NOVOTNY : Spectral dependence of single molecule fluorescence enhancement. *Opt. Express*, 15(21):14266–14274, 2007.

- [108] J. SALVI et D. VAN LABEKE : Microscopie optique en champ proche. Principe. *Techniques de l'Ingénieur*, P862, 2014.
- [109] L. RODRIGUEZ-LORENZO, R. A. ALVAREZ-PUEBLA, I. PASTORIZA-SANTOS, S. MAZZUCCO, O. STÉPHAN, M. KOCIK, L. M. LIZ-MARZAN et F. J. G. de ABAJO : Zeptomol detection through controlled ultrasensitive surface-enhanced Raman scattering. *J. Am. Chem. Soc.*, 131:4616–4618, 2009.
- [110] H. G. FREY, F. KEILMANN, A. KRIELE et R. GUCKENBERGER : Enhancing the resolution of scanning near-field optical microscopy by a metal tip grown on an aperture probe. *Appl. Phys. Lett.*, 81(26):5030–5032, 2002.
- [111] T. H. TAMINIAU, R. J. MOERLAND, F. B. SEGERINK, L. KUIPERS et N. F. van HULST :  $\lambda/4$  resonance of an optical monopole antenna probed by single molecule fluorescence. *Nano Lett.*, 7(1):28–33, 2007.
- [112] M. MIVELLE, I. IBRAHIM, F. BAIDA, G. BURR, D. NEDELJKOVIC, D. CHARRAUT, J.-Y. RAUCH, R. SALUT et T. GROSJEAN : Bowtie nano-aperture as interface between near-fields and a single-mode fiber. *Opt. Express*, 18(15):15964, 2010.
- [113] K. SENDUR et W. CHALLENGER : Near-field radiation of bow-tie antennas and apertures at optical frequencies. *J. Microsc.*, 210(3):279–283, 2003.
- [114] R. D. GROBER, R. J. SCHOELKOPF et D. E. PROBER : Optical antenna : Towards a unity efficiency near-field optical probe. *Appl. Phys. Lett.*, 70:1354–1356, 1997.
- [115] J. N. FARAHANI, D. W. POHL, H.-J. EISLER et B. HECHT : Single quantum dot coupled to a scanning optical antenna : A tunable superemitter. *Phys. Rev. Lett.*, 95:017402, 2005.
- [116] M. MIVELLE, T. S. van ZANTEN, L. NEUMANN, N. F. van HULST et M. F. GARCIA-PARAJO : Ultra-bright bowtie nanoaperture antenna probes studied by single molecule fluorescence. *Nano Lett.*, 12:5972–5978, 2012.
- [117] T.-P. VO, M. MIVELLE, S. CALLARD, A. RAHMANI, F. BAIDA, D. CHARRAUT, A. BELAROUCI, D. NEDELJKOVIC, C. SEASSAL, G. BURR et T. GROSJEAN : Near-field probing of slow Bloch modes on photonic crystals with a nanoantenna. *Opt. Express*, 20(4):4124–4135, 2012.
- [118] T. GROSJEAN, M. MIVELLE, F. I. BAIDA, G. W. BURR et U. C. FISCHER : Diabolo nanoantenna for enhancing and confining the magnetic optical field. *Nano Lett.*, 11(3):1009–1013, 2011.
- [119] J.-H. KANG, K. KIM, H.-S. EE, Y.-H. LEE, T.-Y. YOON, M.-K. SEO et H.-G. PARK : Low-power nano-optical vortex trapping via plasmonic diabolo nanoantennas. *Nat. Comm.*, 2:582–586., 2011.
- [120] O. L. MUSKENS, V. GIANNINI, J. A. SÁNCHEZ-GIL et J. G. RIVAS : Optical scattering resonances of single and coupled dimer plasmonic nanoantennas. *Opt. Express*, 15(26):17736–17746, 2007.

- [121] A. ALÙ et N. ENGHETA : Hertzian plasmonic nanodimer as an efficient optical nanoantenna. *Phys. Rev. B*, 78:195111, Nov 2008.
- [122] T.-D. ONUTA, M. WAEGELE, C. C. DUFORT, W. L. SCHAICH et B. DRAGNEA : Optical field enhancement at cusps between adjacent nanoapertures. *Nano Lett.*, 7(3):557–564, 2007.
- [123] K. TANAKA et M. TANAKA : Optimized computer-aided design of i-shaped subwavelength aperture for high intensity and small spot size. *Opt. Commun.*, 233(4–6):231–244, 2004.
- [124] X. SHI et L. HESSELINK : Design of a c aperture to achieve  $\lambda/10$  resolution and resonant transmission. *J. Opt. Soc. Am. B*, 21(7):1305–1317, 2004.
- [125] L. TANG, D. A. MILLER, A. K. OKYAY, J. A. MATTEO, Y. YUEN, K. C. SARASWAT et L. HESSELINK : C-shaped nanoaperture-enhanced germanium photodetector. *Opt. Lett.*, 31(10):1519–1521, 2006.
- [126] S. PATANÈ, C. E., S. SPADARO, R. GARDELLI, M. ALBANI et M. ALLEGRINI : Polarization-maintaining near-field optical probes. *J. Microsc.*, 229(2):377–383, 2008.
- [127] M. SCHNELL, A. GARCÍA-ETXARRI, A. J. HUBER, K. CROZIER, J. AIZPURUA et R. HILLENBRAND : Controlling the near-field oscillations of loaded plasmonic nanoantennas. *Nature Photon.*, 3:287–291, 2009.
- [128] D. COURJON, F. BAIDA, H. BIELEFELDT et M. SPAJER : New compact stand-alone optical near field/AFM microscope. *In Mechatronics*, pages 216–220, Besançon, FRANCE, octobre 1996.
- [129] S. WERNER, O. RUDOW, C. MIHALCEA et E. OESTERSCHULZE : Cantilever probes with aperture tips for polarization-sensitive scanning near-field optical microscopy. *Appl. Phys. A*, 66:S367–S370, 1998.
- [130] G. SCHÜRMAN, W. NOELL, U. STAUFER, N. F. de ROOIJ, R. ECKERT, J. M. FREYLAND et H. HEINZELMANN : Fabrication and characterization of a silicon cantilever probe with an integrated quartz-glass (fused-silica) tip for scanning near-field optical microscopy. *Appl. Opt.*, 40(28):5040–5045, 2001.
- [131] D. HAEFLIGER et A. STEMMER : Subwavelength-sized aperture fabrication in aluminum by a self-terminated corrosion process in the evanescent field. *Appl. Phys. Lett.*, 80(18):3397–3399, 2002.
- [132] C. LEHRER, S. P. L. FREY, T. SULZBACH, O. OHLSSON, T. DZIOMBA, H. DANZEBRINK et H. RYSSE : Fabrication of silicon aperture probes for scanning near-field optical microscopy by focused ion beam nano machining. *Microelectron. Eng.*, 57–58:721–728, 2001.
- [133] C. MIHALCEA, W. SCHOLZ, S. WERNER, S. MÜNSTER, E. OESTERSCHULZE et R. KASSING : Multipurpose sensor tips for scanning near-field microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 68(25):3531–3533, 1996.

- [134] H. HEINZELMANN, J. M. FREYLAND, R. ECKERT, T. HUSER, G. SCHÄIJRMANN, W. NOELL, U. STAUFER et N. F. DE ROOIJ : Towards better scanning near-field optical microscopy probes – progress and new developments. *J. Microsc.*, 194(2-3):365–368, 1999.
- [135] R. ECKERT, J. M. FREYLAND, H. GERSEN, H. HEINZELMANN, G. SCHÜRMAN, W. NOELL, U. STAUFER et N. F. de ROOIJ : Near-field fluorescence imaging with 32 nm resolution based on microfabricated cantilevered probes. *Appl. Phys. Lett.*, 77(23):3695–3697, 2000.
- [136] R. ECKERT, J. M. FREYLAND, H. GERSEN, H. HEINZELMANN, G. SCHÜRMAN, W. NOELL, U. STAUFER et N. F. D. ROOIJ : Near-field optical microscopy based on microfabricated probes. *J. Microsc.*, 202:7–11., 2001.
- [137] L. AESCHIMANN, T. AKIYAMA, U. STAUFER, N. F. DE ROOIJ, L. THIERY, R. ECKERT et H. HEINZELMANN : Characterization and fabrication of fully metal-coated scanning near-field optical microscopy SiO<sub>2</sub> tips. *J. Microsc.*, 209(3):182–187, 2003.
- [138] J. R. KROGMEIER et R. C. DUNN : Focused ion beam modification of atomic force microscopy tips for near-field scanning optical microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 79(27):4494–4496, 2001.
- [139] H. U. DANZEBRINK, G. WILKENING et O. OHLSSON : Near-field optoelectronic detector probes based on standard scanning force cantilevers. *Appl. Phys. Lett.*, 67(14):1981–1983, 1995.
- [140] A. PARTOVI, D. PEALE, M. WUTTIG, C. A. MURRAY, G. ZYDZIK, L. HOPKINS, K. BALDWIN, W. S. HOBSON, J. WYNN, J. LOPATA, L. DHAR, R. CHICHESTER et J. H.-J. YEH : High-power laser light source for near-field optics and its application to high-density optical data storage. *Appl. Phys. Lett.*, 75(11):1515–1517, 1999.
- [141] S. HEISIG, O. RUDOW et E. OESTERSCHULZE : Scanning near-field optical microscopy in the near-infrared region using light emitting cantilever probes. *Appl. Phys. Lett.*, 77(8):1071–1073, 2000.
- [142] H. ZHOU, B. K. CHONG, P. STOPFORD, G. MILLS, A. MIDHA, L. DONALDSON et J. M. R. WEAVER : Lithographically defined nano and micro sensors using “float coating” of resist and electron beam lithography. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 18(6):3594–3599, 2000.
- [143] C. M. ROLLINSON, M. ORBONS, S. T. HUNTINGTON, B. C. GIBSON, J. CANNING, J. D. LOVE, A. ROBERTS et D. N. JAMIESON : Metal-free scanning optical microscopy with a fractal fiber probe. *Opt. Express*, 17(3):1772–1780, 2009.
- [144] F. DE ANGELIS, M. PATRINI, G. DAS, I. MAKSYMOW, M. GALLI, L. BUSINARO, L. C. ANDREANI et E. DI FABRIZIO : A hybrid plasmonic–photonic nanodevice for label-free detection of a few molecules. *Nano Lett.*, 8(8):2321–2327, 2008.
- [145] M. BURRESI, D. van OOSTEN, T. KAMPFRATH, H. SCHOENMAKER, R. HEIDEMAN, A. LEINSE et L. KUIPERS : Probing the magnetic field of light at optical frequencies. *Science*, 326(5952):550–553, 2009.

- [146] F. CAPOLINO : *Theory and Phenomena of Metamaterials*. CRC Press Inc., 2009.
- [147] A. A. MARADUDIN : *Structured Surfaces as Optical Metamaterials*. Cambridge University Press, 2011.
- [148] H. CORY, Y. HAO et C. PARINI : A metamaterial-scanning near-field optical microscope. *Microw. Opt. Techn. Lett.*, 48(3):587–590, 2006.
- [149] C. ROCKSTUHL, C. R. SIMOVSKI, S. A. TRETAKOV et F. LEDERER : Metamaterial nanotips. *Appl. Phys. Lett.*, 94:113110, 2009.
- [150] T. GROSJEAN et D. COURJON : Immaterial tip concept by light confinement. *J. Microsc.*, 202(2):273–278, 2001.
- [151] T. GROSJEAN, D. COURJON et D. VAN LABEKE : Bessel beams as virtual tips for near-field optics. *J. Microsc.*, 210(3):319–323, 2003.
- [152] T. HONG, J. WANG, L. SUN et D. LI : Numerical simulation analysis of a near-field optical virtual probe. *Appl. Phys. Lett.*, 81(18):3452–3454, 2002.
- [153] E. DESCROVI, V. PAEDER, L. VACCARO et H.-P. HERZIG : A virtual optical probe based on localized surface plasmon polaritons. *Opt. Express*, 13(18):7017, 2005.