

# Chapitre 3

## Méthode de détermination des $PA_{host}$

Nous présentons la méthode employée afin de déterminer les orientations de galaxies hôtes de quasars pour l'échantillon que nous avons compilé à partir d'images présentes dans les archives HST et pour lesquelles ce travail n'a pas encore été effectué ou publié. Au total nous avons déterminé  $PA_{host}$  pour 70 objets pour lesquels des mesures de polarisation linéaire sont disponibles dans la littérature.

La méthode utilisée en vue de modéliser la galaxie hôte de chaque objet détaillé dans notre article fait appel à la méthode de déconvolution MCS (Magain, Courbin & Sohy [1998]). En effet, même si dans certains cas l'orientation de la galaxie hôte est évidente à la seule observation des images obtenues par le HST, il s'avère que dans bon nombre de cas il est relativement difficile de distinguer la galaxie hôte se situant sous la source centrale ponctuelle, dont la lumière est étalée par le profil instrumental (PSF). L'utilisation de méthodes numériques sophistiquées permet d'effectuer une séparation propre entre la contribution de la source centrale et celle de la galaxie hôte et, en général, de révéler le faible éclat de cette dernière.

Nous esquissons premièrement les principes de base de la méthode MCS ainsi que de son extension à la modélisation de galaxies hôtes de quasars. Nous ne rentrerons pas spécialement dans les détails pratiques de la méthode (construction de la PSF, réduction des images, ...) mais insisterons uniquement sur la manière de déterminer le  $PA_{host}$  en partant d'images brutes présentes dans l'archive HST.

### 3.1 La méthode MCS : Présentation générale

Lorsque la lumière d'une étoile traverse un télescope spatial, celle-ci est diffractée et altérée par ses passages sur les différentes pièces optiques<sup>1</sup>. Ainsi, une étoile, qui possède en général un aspect ponctuel vu son éloignement (diamètre angulaire  $\ll 0.001''$ ), apparaîtra dans le plan focal du télescope, non pas comme un point, mais comme une tache, plus ou moins structurée et étendue. La résolution du télescope est donc moindre que dans le cas d'un télescope de diamètre infini et parfait dans lequel l'image de cette étoile serait ponctuelle.

On peut toutefois améliorer la résolution des observations réalisées en utilisant des traitements numériques adaptés, comme les méthodes de déconvolution d'images. En effet, toute image  $d(\vec{x})$  observée à l'aide d'un instrument de PSF<sup>2</sup> totale  $t(\vec{x})$  peut s'exprimer de la façon suivante :

$$d(\vec{x}) = t(\vec{x}) \star f(\vec{x}) + n(\vec{x}) \quad (3.1)$$

où  $\vec{x}$  est un vecteur permettant de repérer chaque point de l'image,  $f(\vec{x})$  est la distribution originale de lumière,  $n(\vec{x})$  l'inévitable bruit affectant les données et  $\star$  symbolise le produit de convolution. Le but de la déconvolution est de retrouver l'image de résolution infinie  $f(\vec{x})$  connaissant  $t(\vec{x})$  et  $d(\vec{x})$ .

Afin de déterminer une solution  $f(\vec{x})$  au problème posé ci-dessus, nous utilisons la méthode MCS (Magain, Courbin & Sohy [1998]). Cette méthode permet de s'affranchir d'un certain nombre de problèmes inhérents à d'autres algorithmes de déconvolution en partant du fait qu'il n'est pas réaliste d'obtenir une image  $f(\vec{x})$  de résolution infinie après déconvolution sans violer le théorème d'échantillonnage de Shannon. En effet, les images habituellement observées sont échantillonnées par des capteurs CCD en des intervalles de surface définies  $\Delta x \times \Delta x$  (ce sont les pixels du capteur CCD). Le théorème de Shannon nous dit ainsi qu'il n'est pas permis d'obtenir dans l'image déconvoluée des fréquences spatiales plus grandes que la fréquence critique de Nyquist  $= (2\Delta x)^{-1}$ .

Ainsi, en pratique, l'image d'une source ponctuelle dans l'image déconvoluée ne pourra posséder une largeur à mi-hauteur (FWHM) inférieure à 2 pixels afin d'être en accord avec le théorème de Shannon. Dans la méthode MCS, la résolution de l'image déconvoluée est fixée par l'utilisateur en vue de respecter cette contrainte. Ainsi nous choisissons que la FWHM de la source ponctuelle déconvoluée  $r(\vec{x})$  soit de deux pixels.

<sup>1</sup>Nous ne considérerons pas le cas de l'altération du signal par le passage dans l'atmosphère terrestre (seeing), pour la simple raison que les images que nous avons modélisées ont été observées à l'aide du HST, qui est un télescope spatial.

<sup>2</sup>PSF pour "Point Spread Function" : image d'une source ponctuelle sur le détecteur.

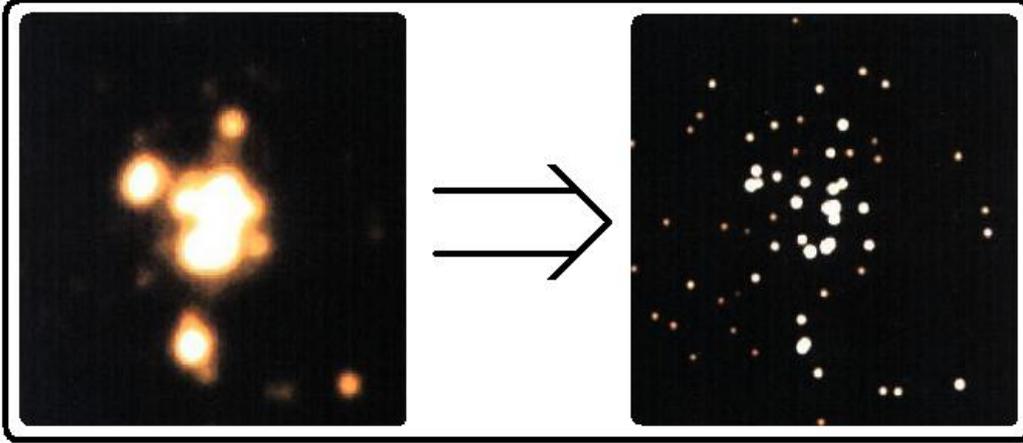


FIG. 3.1 – Cette figure illustre la puissance des techniques de déconvolution permettant d’améliorer la résolution des images astronomiques. L’image de gauche présente l’observation d’un amas compact d’étoiles situé dans le petit nuage de Magellan obtenue à l’aide du télescope de  $2.2m$  de diamètre de La Silla dont la FWHM est de 1.1 secondes d’arc. L’image de droite présente le résultat de la déconvolution réalisée à l’aide de l’algorithme MCS, où la résolution de l’image déconvoluée est de 0.26 secondes d’arc, permettant ainsi de résoudre individuellement les étoiles de l’amas. Source : Magain et al. [1998].

On ne déconvolue dès lors plus l’image  $d(\vec{x})$  par la PSF totale  $t(\vec{x})$  mais par une fonction plus étroite,  $s(\vec{x})$  choisie telle que l’image déconvoluée possède une PSF  $r(\vec{x})$  compatible avec le théorème d’échantillonnage. On a évidemment la relation :

$$t(\vec{x}) = r(\vec{x}) \star s(\vec{x}). \quad (3.2)$$

Un autre avantage de cette résolution fixée est la connaissance à priori de la PSF  $r(\vec{x})$  de l’image déconvoluée. Ainsi toute solution à l’Eq. (3.1) pourra s’écrire :

$$f(\vec{x}) = h(\vec{x}) + \sum_{k=1}^M a_k r(\vec{x} - \vec{c}_k) \quad (3.3)$$

pour une image contenant  $M$  sources ponctuelles centrées en  $\vec{c}_k$  et d’intensité  $a_k$  et où  $h(\vec{x})$  représente les objets non ponctuels de l’image (par exemple une galaxie hôte). La méthode revient ainsi à ajuster par l’intermédiaire d’une fonction de mérite  $s(\vec{x}) \star f(\vec{x})$  aux données  $d(\vec{x})$  en jouant sur les paramètres  $\vec{c}_k$  et  $a_k$  des sources.

Le fond  $h(\vec{x})$ , doit également se soumettre à la même contrainte que l’image déconvoluée  $f(\vec{x})$ , en ceci qu’il ne peut contenir de détails plus fins

que la résolution imposée. Un terme de lissage est introduit dans la méthode MCS afin d'éliminer les variations dans le fond  $h(\vec{x})$  plus petites que celles autorisées par  $r(\vec{x})$ . Ainsi, dans le cas discrétisé d'une image carrée de  $N * N$  pixels, la solution recherchée  $f(\vec{x})$  est celle qui minimise la fonction  $S$  :

$$S = \sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i^2} \left[ \sum_{j=1}^N s_{ij} (h_j + \sum_{k=1}^M a_k r(x_j - \vec{c}_k)) - di \right]^2 + \lambda \sum_{i=1}^N \left[ h_i - \sum_{j=1}^N r_{ij} h_j \right]^2 \quad (3.4)$$

où la valeur du paramètre  $\lambda$  est choisie de manière à avoir un accord statistique entre le modèle et les données.

## 3.2 Construction des PSFs pour des observations HST

Nous décrivons ici la procédure générale permettant de produire la PSF  $s(\vec{x})$  nécessaire à la déconvolution (cf. Letawe [2006]) et illustrée dans la Fig. 3.2. Afin de déterminer la PSF  $s(\vec{x})$  on se base sur l'Eq. (3.2),  $t(\vec{x})$  étant l'image observée d'une étoile dans les mêmes conditions que l'observation du quasar (instrument, capteur, filtre, etc.), et  $r(\vec{x})$  étant typiquement représentée par une gaussienne bidimensionnelle de FWHM choisie égale à deux pixels, en vue de respecter le théorème d'échantillonnage.

Dans le cas d'observations réalisées à l'aide du HST, le logiciel *TinyTim* (Krist & Hook [2001]) permet de modéliser les trajets des rayons lumineux à l'intérieur des différents instruments à bord du télescope, nous fournissant une estimation analytique de la PSF, que l'on appellera *Tiny*. Ce n'est pas cette *Tiny* qui va nous servir de base à la construction de la PSF finale, mais l'image *TinyDec*, qui, convoluée par la gaussienne de résolution fixée  $r(\vec{x})$  s'approche au mieux de la *Tiny* (c-à-d  $Tiny = TinyDec \star r$ ). Dans le but d'effectuer ce premier ajustement, on utilise un algorithme de minimisation (cf. Eq. (3.7)) dont la mission est de modéliser les résidus  $K(\vec{x})$  :

$$K = Tiny - TinyDec \star r. \quad (3.5)$$

Cette *TinyDec* purement analytique va finalement être ajustée à l'étoile ponctuelle observée  $t(\vec{x})$ , présentant une série de détails plus fins, non modélisés par *TinyTim*, dus à des imperfections dans le système optique du télescope. Ces détails fins sont généralement d'autant plus importants que l'on se rapproche du centre de l'image. On procède ainsi à une construction par étape, en ajoutant successivement du fond sur des sections de plus en plus petites d'images centrées sur la PSF tout en diminuant le lissage appliqué. Cette procédure permet de modéliser les détails proches du centre de

la PSF tout en évitant de modéliser le bruit de fond se situant loin du centre. Pour la première étape, les résidus à modéliser sont donc :

$$K_1 = t - \textit{TinyDec} * r \quad (3.6)$$

où les résidus sont modélisés par l'image  $F_1$  (que l'on appelle aussi "fond ajouté") qui permet de s'approcher de l'image  $t(\vec{x})$ . Ce fond ajouté est déterminé par la minimisation de la relation suivante :

$$S = \sum \frac{1}{\sigma^2} [F * r - K]^2 + \lambda \sum [F - F * r]^2. \quad (3.7)$$

Ainsi la PSF  $s(\vec{x})$  construite par cette méthode est la somme de la *TinyDec* et du fond ajouté  $F_1$ . On recommence ensuite le processus décrit ci-dessus successivement en imposant des valeurs du paramètre de lissage  $\lambda$  décroissantes sur des sections de l'image initiale de plus en plus petites. On obtient alors une relation itérative quant aux résidus à modéliser :

$$K_i = t - (F_1 + \dots + F_{i-1} + \textit{TinyDec} * r) \quad (3.8)$$

et la PSF finale associée  $s(\vec{x})$  qui sera utilisée lors de la modélisation des images de quasars. Notons que cette étape de création de la PSF demande relativement beaucoup de temps, vu le processus itératif utilisé (tout dépend des capacités de l'ordinateur utilisé, de la taille des images et de l'expérience acquise dans ce domaine par l'utilisateur).

### 3.3 L'ajustement d'un modèle de galaxie

Depuis sa publication en 1998, la méthode MCS a connu (et connaît toujours, c.f. Magain et al. [2007]) plusieurs raffinements, dont la possibilité de déterminer les paramètres morphologiques des galaxies hôtes de quasars par l'ajustement d'un profil analytique de galaxie sur les images observées. Dans cette version de MCS, la solution  $f(\vec{x})$  (Eq. (3.3)) au problème peut se réécrire comme suit :

$$f(\vec{x}) = h(\vec{x}) + \sum_{k=1}^M a_k r(\vec{x} - \vec{c}_k) + I(\vec{x}) \quad (3.9)$$

où  $I(\vec{x})$  représente le profil analytique de la galaxie à ajuster. On utilise typiquement un profil dit de Sérsic (Sérsic [1968]) pour représenter les galaxies :

$$I(x, y) = I_0 e^{-(Ax^2 + By^2 + Cxy)^\alpha} \quad (3.10)$$

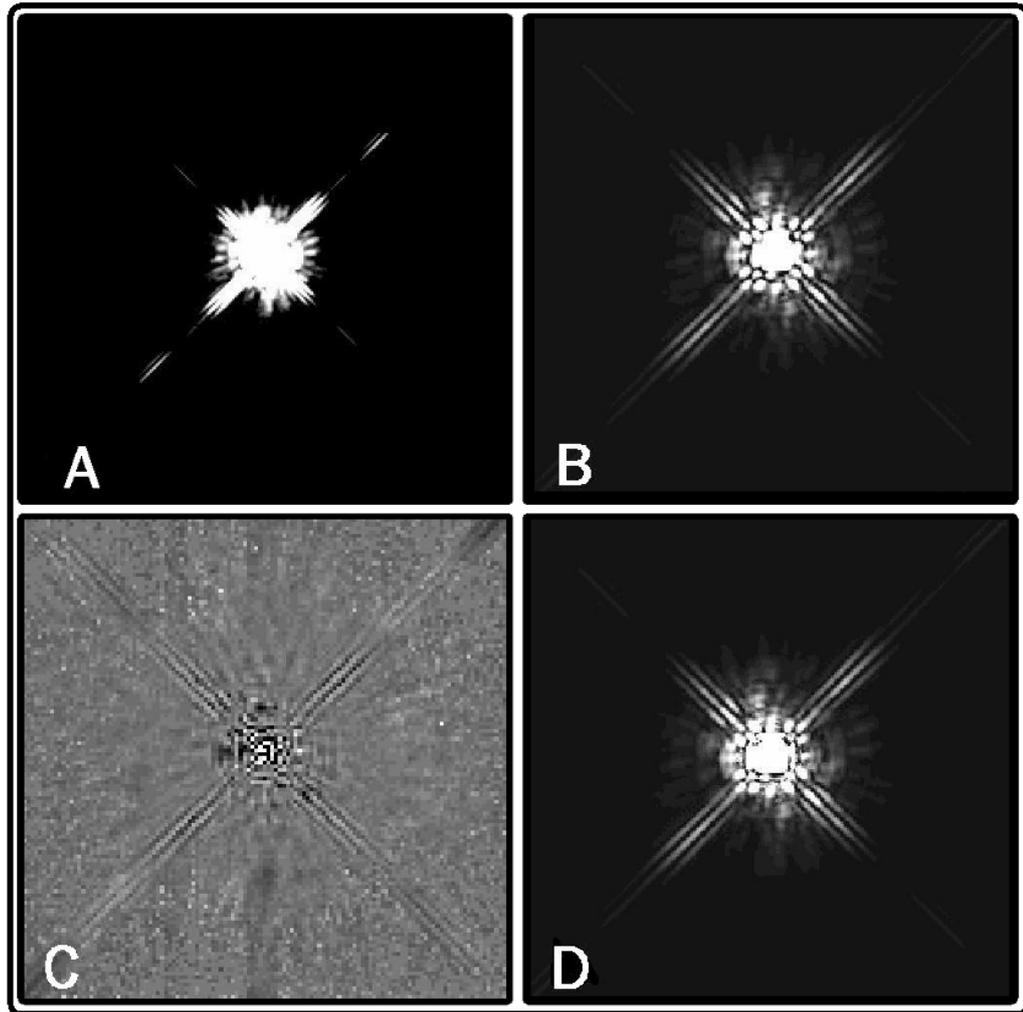


FIG. 3.2 – Illustration du cheminement suivi afin d’obtenir la PSF utilisée lors du processus de modélisation des images de quasars obtenues à l’aide du HST. L’image A représente l’étoile observée  $t(\vec{x})$  à l’aide du télescope spatial dans une configuration instrumentale définie, identique à celle utilisée lors de l’observation du quasar à modéliser. L’image B présente *TinyDec* : la PSF synthétique déconvoluée par  $r(\vec{x})$ , une gaussienne de  $\text{FWHM} = 2$  pixels. L’image C présente les résidus obtenus lors de l’ajustement de la *TinyDec* à l’étoile observée. On peut percevoir les régions (de formes carrées) de plus en plus petites et centrées sur l’étoile, utilisées lors de l’ajustement itératif décrit dans le texte. Le but est d’obtenir les résidus les plus faibles possibles (valeur moyenne = 1) et présentant le moins de structure appartenant à la PSF. L’image D présente finalement la PSF  $s(\vec{x})$  obtenues après sept itérations. On constate l’apparition de détails fins absents dans l’image B, dus au fait que le logiciel *TinyTim* ne tient pas compte d’une série de défauts présents dans les instruments du HST.

où  $I_0$  est l'intensité centrale et  $\alpha$  décrit la forme du profil. Le profil est dit de *de Vaucouleurs* si  $\alpha = 1/8$  et décrit la distribution de lumière des galaxies elliptiques. Lorsque  $\alpha = 1/2$ , le profil est dit *exponentiel* et représente alors la distribution de lumière du disque des galaxies spirales.

Un astucieux changement de coordonnées permet de relier les paramètres A, B et C ajustés à des paramètres morphologiques plus parlant du point de vue physique, comme l'orientation du grand axe du modèle. On peut ainsi trouver les relations suivantes :

$$\theta = \frac{1}{2} \operatorname{atan} \frac{C}{B - A}, \quad b/a = \frac{(A + B) \cos(2\theta) + A - B}{(A + B) \cos(2\theta) - A + B} \quad (3.11)$$

où  $\theta$  représente l'orientation du grand axe du modèle analytique, et  $b/a$  le rapport entre le petit axe  $b$  et le grand axe  $a$  du modèle ajusté (dans la suite, nous appellerons ce paramètre l'ellipticité du modèle).

### 3.4 La modélisation des quasars en pratique

Le processus de modélisation que nous avons employé se déroule en deux étapes distinctes plutôt qu'en une seule étape où l'on tente d'ajuster à la fois les paramètres de la source centrale et de la galaxie hôte (7 paramètres au total). Ce processus itératif s'est avéré nécessaire suite à divers problèmes rencontrés lors des premiers tests de modélisation, où l'on observait que le programme d'ajustement de profil avait tendance à creuser les régions autour de la source, et où, selon les paramètres initiaux entrés par l'utilisateur, cette routine tentait de modéliser une partie de la galaxie hôte par la PSF centrale.

Cette méthode particulière (Y. Letawe, 2006, communication personnelle) consiste dans un premier temps à ajuster les paramètres (position et intensité) de la source centrale *manuellement* afin de laisser apparaître la galaxie sous-jacente. La difficulté dans cette étape revient à évaluer correctement la contribution de la source ponctuelle centrale dans l'éclat total du quasar. Dans le cas d'images où les spikes<sup>3</sup> sont bien visibles, nous avons utilisé ceux-ci comme baromètre de notre soustraction. Ainsi lorsque après la soustraction de la source centrale, les spikes disparaissaient en grande partie<sup>4</sup>, la soustraction était considérée comme correctement réalisée. Dans le cas des

<sup>3</sup>Terme anglais utilisé pour désigner la figure de diffraction provoquée par l'araignée soutenant le miroir secondaire d'un télescope.

<sup>4</sup>Il est relativement difficile de faire totalement disparaître les spikes d'une source en utilisant une seule PSF pour plusieurs images d'une même campagne. En effet, la forme et la taille des spikes dépend de la position sur le capteur ainsi que de la distribution spectrale d'énergie de la source auxquels s'ajoute également le problème du sous-échantillonnage.

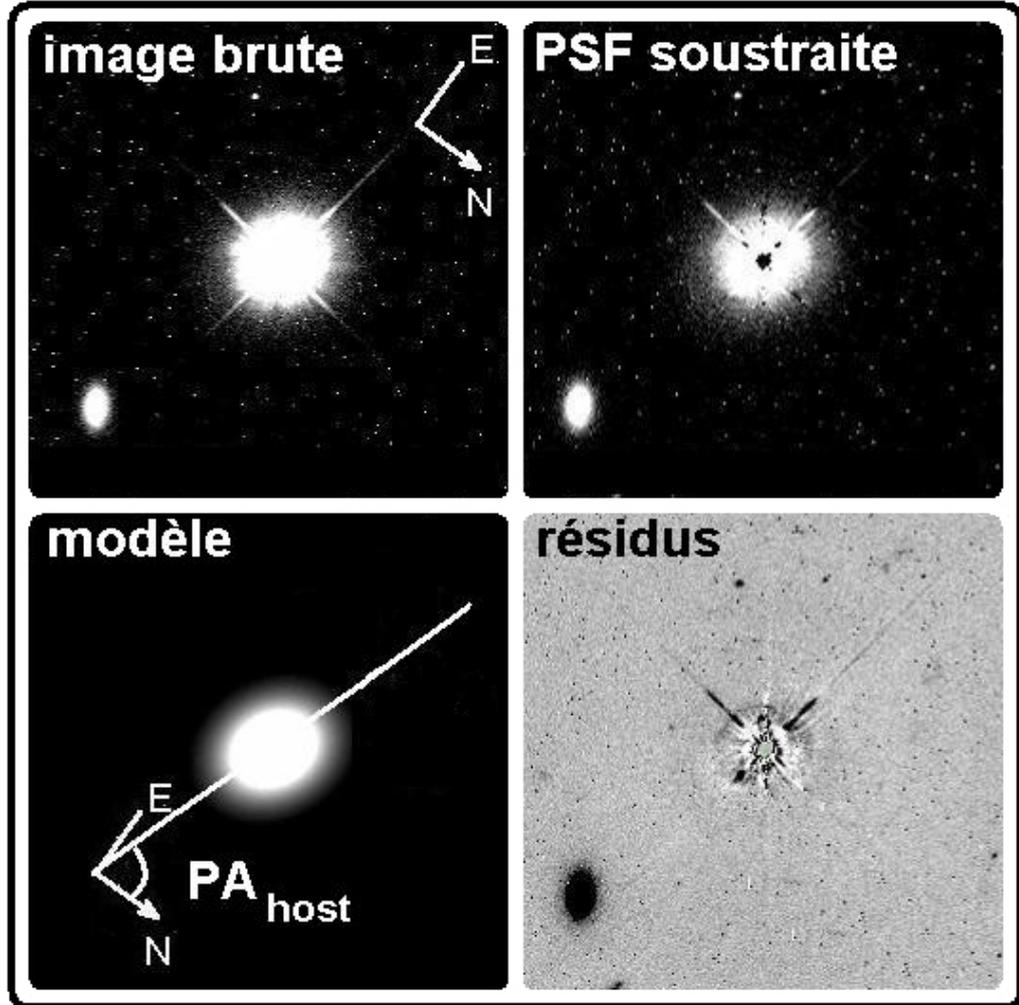


FIG. 3.3 – Ces quatre images illustrent le processus de modélisation suivi afin de déterminer les paramètres morphologiques des galaxies hôtes de quasars. Tout commence à partir de l'image observée et réduite (en haut à gauche), dont on soustrait le plus proprement possible la contribution de la source centrale (en haut à droite). Sur cette image, on ajustera le modèle analytique de galaxie hôte duquel on déduira les paramètres morphologiques. La dernière image représente les résidus obtenus après soustraction de la source centrale et du modèle de galaxie hôte.

quasars les plus faibles, dont les images ne présentaient en général pas de spikes, nous avons employé le même critère que celui proposé dans Marble et al. [2003] : L'amplitude de la PSF à soustraire doit être suffisamment grande pour ôter les figures d'Airy apparentes, tout en étant assez faible pour ne pas introduire trop de valeurs négatives dans l'image résultante. Ce critère empirique peut paraître bancal, mais il donne en général d'assez bons résultats, une fois que l'utilisateur a acquis un peu d'expérience.

La seconde étape consiste en l'ajustement du modèle de galaxie hôte. Elle utilise comme image de départ l'image résultant de la soustraction de la source ponctuelle. Cette image résultante est construite de la façon suivante : la méthode MCS produit en sortie ce que l'on appelle un fichier de résidus comprenant tout ce qui n'a pas été modélisé lors du processus de soustraction de la source centrale :

$$RESIDUS = \frac{MODELE - DONNEES}{\sigma}. \quad (3.12)$$

Etant donné que lors de la première étape nous avons juste modélisé la source centrale, il reste, notamment dans les résidus produits, la galaxie hôte. Vu la définition des résidus, il nous suffit de multiplier ceux-ci par  $-1/\sigma$  afin d'obtenir une image ayant les mêmes propriétés que l'image initiale observée par le HST, mais dont la source centrale (le terme *MODELE* de l'Eq. (3.12)) a été soustraite. C'est sur cette image que l'on mène la deuxième partie du procédé de modélisation, dont le but consiste cette fois en l'ajustement des paramètres du modèle analytique de la galaxie. Une fois cette seconde étape réalisée, nous obtenons les paramètres  $A$ ,  $B$  et  $C$  du modèle analytique ajusté permettant de déduire, à l'aide de la formule (3.11), les paramètres  $\theta$  et  $b/a$  recherchés. La dernière étape consiste à calculer le  $PA_{host}$  à partir de l'angle  $\theta$  et de l'orientation relative de l'image observée par rapport à une direction de référence (réalisé à l'aide du paramètre "ORIENTAT" présent dans le fichier descriptif des observations HST).

Insistons une fois de plus sur l'importance de réaliser une bonne soustraction de la source centrale avant de tenter de modéliser la galaxie hôte. En effet, comme noté par McLeod et al. [2001] si la source centrale n'est pas correctement soustraite, et que les spikes contribuent toujours de façon significative au flux observé, la routine d'ajustement du modèle de galaxie aura tendance, à modéliser la galaxie hôte par un profil relativement étiré afin de correspondre au mieux aux structures de la PSF restantes, conduisant à des paramètres morphologiques fortement biaisés. Cependant, comme nous l'avons signalé ci-dessus, la structure des "spikes" dépendant de la position de la source sur le capteur, il restera toujours un minimum de structures visibles après la soustraction de la source centrale. Dans la pratique, on s'as-

sure que ces structures n'influencent pas la modélisation de la galaxie hôte en réalisant l'ajustement à partir de différents points initiaux dans l'espace des paramètres et en vérifiant que la routine converge vers un jeu de paramètres identiques.