Polissage actif de miroirs toriques pour l'instrument VLT-SPHERE

La technique d'optique active employée pour la réalisation des miroirs toriques de SPHERE (Sec.1) est présentée dans ce chapitre. Afin d'atteindre les précisions extrêmes requises (Sec.2), nous avons développé une technique spécifique de polissage sous contrainte.

Après avoir présenté l'état de l'art des déformations toriques d'un miroir (Sec.3), nous nous attacherons à minimiser les déformations d'ordre supérieur par une optimisation analytique et numérique de la géométrie et des distributions d'épaisseur du substrat utilisé (Sec.4).

Ces calculs sont appliqués au miroir torique le plus imposant du train optique, et validés par FEA. De plus, une monture originale a été développée afin de compenser les déformations sous poids propre du miroir sur le banc optique de SPHERE (Sec.5).

3.1 SPHERE et la recherche d'exoplanètes

Le but scientifique de l'instrument de seconde génération VLT-SPHERE [1] [Beuzit *et al* 2005], est l'imagerie par détection directe et la spectroscopie d'exoplanètes de type *Jupiters chauds* autour d'étoiles proches ($\sim$ 100 parsecs), en utilisant une combinaison de technologies optiques et de traitement d'images avancées. Les techniques d'optique adaptative extrême (XAO) de l'instrument SAXO[2] [Fusco *et al* 2006], placées dans le train optique principal, permettent de s'affranchir des effets de la turbulence atmosphérique pour résoudre une planète, tout en stabilisant l'image sur un coronographe à masque de phase [Rouan *et al* 2000] afin d'éteindre le signal de l'étoile hôte. Le faisceau est alors dirigé vers les trois modules qui sont ZIMPOL[3] le polarimètre imageur, IFS[4] le spectrographe à intégrale de champ [Antichi 2006], et le module imageur principal IRDIS[5][Vigan *et al* 2007].

La correction de la turbulence doit permettre d'atteindre un rapport de Strehl supérieur ou égal à 90 % en bande H (entre 1.3 et 2μm), afin que le coronographe puisse éteindre le signal de l'étoile hôte pour atteindre des contrastes de 10^{-6} à 10^{-10}. Une telle performance n'est possible qu'en corrigeant un très grand nombre de modes ($\sim$ 1400), à très haute fréquence (1.2kHz), et en optimisant tous les paramètres qui composent une optique adaptative, depuis le miroir déformable jusqu'au détecteur, en passant par les surfaces optiques qui relaient le faisceau, point que nous détaillons dans la section suivante.

[1] SPHERE : Spectro-Polarimetric High-contrast Exoplanet REsearch
[2] SAXO : Sphere AO for eXtreme Observation
[3] ZIMPOL : Zurich IMaging POlarimeter
[4] IFS : Integral Field Spectrograph
[5] IRDIS : InfraRed Dual beam Imaging and Spectroscopy

3.2 Les miroirs toriques dans l'instrument VLT-SPHERE

3.2.1 Train optique principal

Le train optique principal de l'instrument comporte trois miroirs toriques dont le rôle est de relayer le faisceau, en compensant les aberrations statiques dues au caractère hors-axe du chemin optique (*cf* figures 3.1 et 3.2). Le premier design optique de SPHERE comportait des paraboles hors axe remplissant cette fonction, mais leur fabrication est beaucoup plus complexe du fait du nombre de modes d'asphéricité qui composent leurs surfaces. Ces paraboles ont été remplacées par des miroirs toriques qui ont l'avantage de pouvoir être fabriqués à partir de quasiment un seul mode de déformation, comme détaillé ci-dessous. De plus, cette simplification se répercutera sur la qualité de surface des miroirs finis.

3.2.2 Équations des surfaces toriques

Dans le cas de surfaces toriques dont l'ouverture est faible, et si les rayons de courbures R_x et R_y, selon les axes x et y de la surface optique, sont proches, une surface torique peut être représentée comme une surface bisphérique :

$$z(x,y) = \frac{C_x x^2 + C_y y^2}{1+\sqrt{1-C_x^2x^2-C_y^2y^2}} \qquad with \begin{cases} C_x = \dfrac{1}{R_x} \\ C_y = \dfrac{1}{R_y} \end{cases} \tag{3.1}$$

Cette surface bisphérique peut aussi être définie par une surface sphérique moyenne à laquelle s'ajoutent des polynômes de Zernike du 3^{me} et 5^{me} ordre (Z_5 et Z_{12}). En coordonnées polaires, la surface est décrite par l'équation (3.2) :

$$z(r,\theta) = \frac{Cr^2}{1+\sqrt{1-C^2r^2}} + Z_5 Z_5^P(r,\theta) + Z_{12} Z_{12}^P(r,\theta) \quad avec : \begin{cases} Z_5^P = r^2\cos(2\theta) \\ Z_{12}^P = (4r^2-3)r^2\cos(2\theta) \\ r = \dfrac{\sqrt{x^2+y^2}}{h} \quad \text{rayon normalisé} \\ h \quad \text{hauteur normalisée sur la surface} \\ C = \dfrac{1}{2}(C_x+C_y) \\ \theta \quad \text{angle polaire} \\ Z_5 = \dfrac{1}{4}(C_x-C_y)h^2 + \dfrac{3}{64}(C_x^3-C_y^3)h^4 \\ Z_{12} = \dfrac{1}{64}(C_x^3-C_y^3)h^4 \end{cases} \tag{3.2}$$

En appliquant les calculs aux spécifications de SPHERE, il apparaît clairement que le challenge majeur pour générer des surfaces toriques à partir d'une sphère de rayon moyen $< R >_m$ est de générer un $Astm\,3$ quasi pur sur la surface optique.

3.2.3 Spécifications des miroirs toriques de SPHERE

Les spécifications de surface des miroirs toriques sont extrêmement critiques, tant au niveau des défauts de basses fréquences que de hautes fréquences spatiales. Dans le domaine des basses et moyennes fréquences, c'est à dire avant la limite de Nyquist reliée au pas inter-actionneurs, les défauts de surface peuvent être corrigées par le miroir déformable, comme il a été vu pour le VLT-DSM au chapitre précédent. Ce budget d'erreur a néanmoins été réduit au minimum au vu de la performance attendue en terme de rapport de Strehl. Par exemple, la précision requise sur les rayons de courbure de ces miroirs est de l'ordre du millième. Au niveau des erreurs de hautes fréquences, non-corrigibles par le système d'AO, les défauts locaux et discontinuités de surface créent des *speckles* résiduels sur l'image, entraînant une perte de contraste. Là encore, au vu de la performance souhaitée du système, il est primordial de réduire cet effet au minimum. La table 3.1 récapitule les spécifications sur ces miroirs en termes d'encombrement, de qualité de surface, de tolérance de forme, ainsi que les termes de Zernike à générer sur la surface.

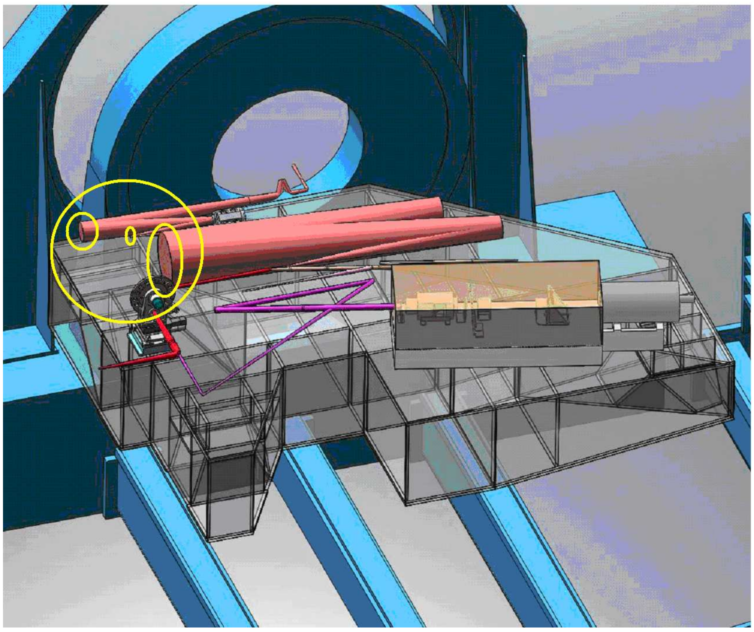


FIG. 3.1 – Schéma du train optique principal de SPHERE.

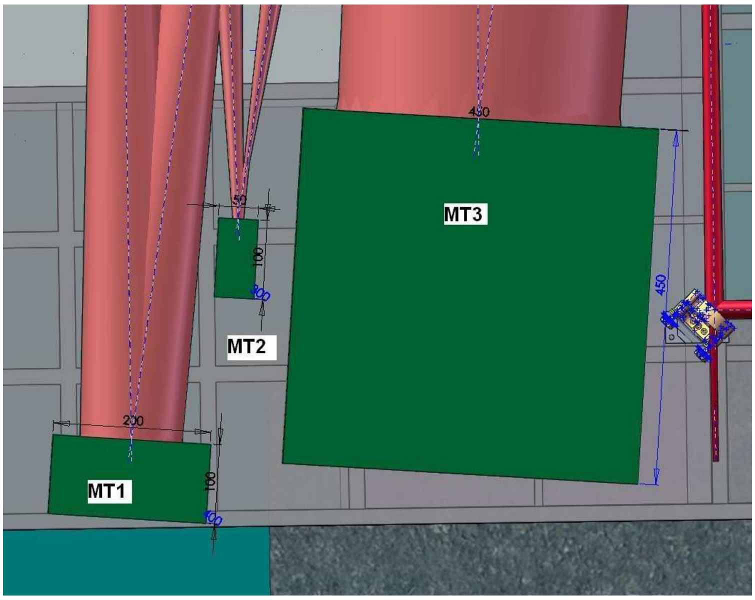


FIG. 3.2 – Positionnement des miroirs sur le banc.

TAB. 3.1 – Spécification de qualité de surface des miroirs toriques à 20^{o}C

	Miroir T_1	Miroir T_2	Miroir T_3
Ouverture du miroir	133.0mm	27.0mm	366.0mm
Hauteur h	66.5mm	13.5mm	183.0mm
Diamètre total du miroir et de sa monture	145mm-200mm	20mm-50mm	400mm-450mm
Diamètre de l'empreinte du faisceau	116.2mm	6.9mm	353.1mm
Champ de vue (FOV)	130.1mm	16.4mm	362.3mm
Incidence sur le miroir	4.3532^o	5.5^o	3.7^o
Rayon de courbure horizontal R_y	1589.66mm	851.77mm	3608.0mm
Rayon de courbure vertical R_x	1580.51mm	843.95mm	3592.98mm
Rayon de courbure moyen $< R >_m$	1585.1mm	847.86mm	3600.5mm
Coefficient d'$Astm\,3$	4030.3nm	495.7nm	9714.5nm
Coefficient d'$Astm\,5$	1.3nm	0.24nm	4.7nm
Coefficient d'$Astm\,3$ RMS	1645.3nm RMS	202.4nm RMS	3965.9nm RMS
Coefficient d'$Astm\,5$ RMS	0.4nm RMS	0.0nm RMS	1.5nm RMS
Tolérance sur les rayons de courbure	± 0.1%, ± 1.6mm	± 0.1%, ± 0.9mm	± 0.1%, ± 3.6mm
Large scale slope	—	1.16" (5.6μrad)	—
Large scale surface errors	—	17nm RMS	—
Tolérance Basses Fréquences (LF)	17nm RMS	3nm RMS	17nm RMS
Tolérance Moyennes Fréquences (MF)	5nm RMS	3nm RMS	5nm RMS
Tolérance Hautes Fréquences (HF)	3nm RMS	—	3nm RMS
R_q	1.5nm RMS	2nm RMS	1.5nm RMS
Tolérance WFE réfléchi du miroir monté sur son support (LF)	50nm RMS	50nm RMS	50nm RMS

3.3 Compensation d'astigmatisme et théorie des plaques minces

$\mathcal{D}$ès 1974, G.Lemaitre démontrait, à partir de la théorie des plaques minces, la possibilité d'obtenir de l'astigmatisme primaire en déformant une plaque circulaire à l'aide d'une distribution de charge associée. La structure du miroir est en "fond de vase", sur laquelle s'appliquent deux paires de forces égales et opposées. Chaque force transmet simultanément l'effort tranchant et le moment de flexion nécessaire pour obtenir la déformation voulue. Nous présentons ici une comparaison des résultats expérimentaux et numériques, puis une brève étude sur la position des forces appliquées et les paramètres disponibles.

3.3.1 Solution issue du modèle analytique

3.3.1.1 Rapport de rigidité

La géométrie considérée pour le miroir (*cf* figure 3.3) est constituée de deux zones :

1. une zone interne : c'est une plaque circulaire d'épaisseur constante t_1 et de rayon $r = a$, correspondant à l'ouverture du miroir.
2. une zone externe, liée à la zone interne, avec une épaisseur différente t_2. Cet anneau a un rayon interne $r = a$ et un rayon externe $r = b > a$.

La rigidité $\mathcal{D}$ de la plaque varie avec la cube de l'épaisseur t^3, et dépend du module d'Young E et du coefficient de Poisson ν du matériau utilisé. Dans le cas d'une forme vase, la différence de rigidité entre zone interne et externe amène à définir un *rapport de rigidité* γ, défini par l' équation (3.3).

$$\gamma = \frac{\mathcal{D}_1}{\mathcal{D}_2} = \frac{t_1^3}{t_2^3} < 1 \tag{3.3}$$

3.3.1.2 Configuration dégénérée

La théorie des plaques minces a permis de démontrer la possibilité de générer de l'astigmatisme primaire à l'aide de seulement deux paires de forces [Lemaître 2005]. Du fait du nombre minimal de forces permettant de générer à la fois 4 efforts tranchants et 4 moments de flexion, cette solution élégante a été nommée *configuration dégénérée*. La position de ces forces doit être donnée précisément afin de transmettre les bons moments de flexion à la zone interne. Notant $(r; \theta)$ cette position en coordonnées cylindriques, on a $r = c$ et $\theta = (0°, 90°, 180°, 270°)$. La formule donnant $c = f(a, b, \gamma, \nu)$ est :

$$\frac{c}{b} = 1 - \frac{1 + (1-\gamma)(1-\nu)\left[\dfrac{1}{4} - \dfrac{1}{1-\nu}\dfrac{b^2}{a^2} - \dfrac{a^4}{4b^4}\right]}{2 + (1-\gamma)(1-\nu)\left[\dfrac{1}{2} - \dfrac{3-\nu}{1-\nu}\dfrac{b^2}{a^2} + \dfrac{a^4}{2b^4}\right]} \tag{3.4}$$

Le modèle de la figure 3.3 représente le prototype qui a été fabriqué et testé. Il a été défini pour un rapport $\gamma = 1/27$. Les paramètres géométriques et matériau de la pièce sont listés ci-dessous. On remarque que l'on obtient une position c située *sous* le miroir :

- module d'Young $E = 215.0\,GPa$
- coefficient de Poisson $\nu = 0.305$
- rayon interne $a = 50.00\,mm$
- rayon externe $b = 58.75\,mm$
- épaisseur interne $t_1 = 5.00\,mm$
- épaisseur externe $t_2 = 15.00\,mm$
- position des forces $c = 45.56\,mm$

Un système de bras de retour est employé afin de pouvoir transmettre les efforts et moments au niveau du bord en $r = b$. La modulation angulaire en $cos(2\theta)$ a été effectuée en utilisant des ponts périphériques encastrés au bord à l'aide de deux zones de faible épaisseur. Une analyse parallèle a été effectuée, permettant de valider le modèle de trois manières : calculs analytiques, calculs numériques et expérience.

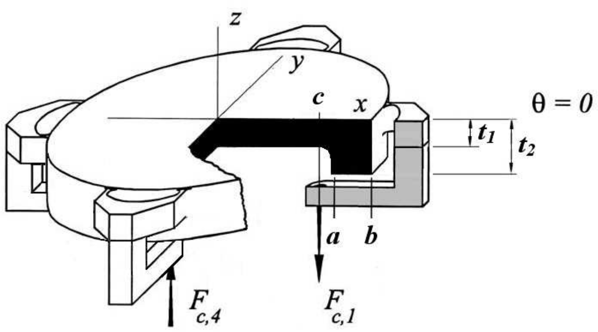
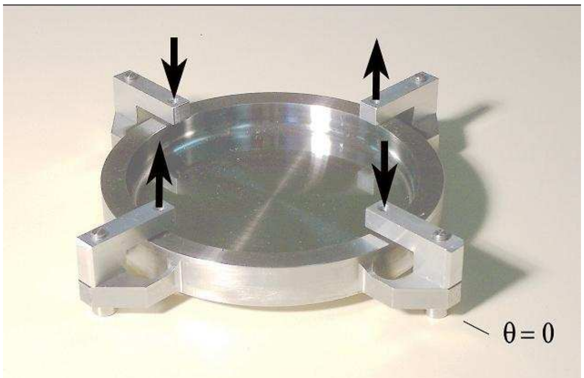


FIG. 3.3 – Configuration d'un miroir en "fond de vase" avec quatre bras de retour, permettant de générer un $Astm\,3$ sur la surface optique de diamètre $2a$. La modulation en $cos(2\theta)$ est améliorée par l'utilisation de ponts périphériques.

3.3.2 Résultats expérimentaux et numériques

3.3.2.1 Résultats des mesures expérimentales

La figure 3.4 présente le prototype en acier qui a été défini et usiné à partir des calculs analytiques, et l'interférogramme He-Ne obtenu après déformation de la surface. Cet interférogramme montre clairement que l'aberration principale générée sur la surface optique est de l'astigmatisme. La pureté de cet astigmatisme a été évaluée à partir des polynômes de Zernike (*cf* table 3.2). L'aberration résiduelle principale, une fois l'astigmatisme du 3^{me} ordre soustrait, s'avère être de l'astigmatisme du 5^{me} ordre. C'est typiquement ce terme de basse fréquence qui devra être contrôlé pour l'application aux miroirs toriques de SPHERE.



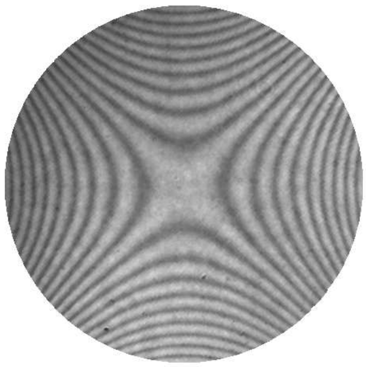


FIG. 3.4 – Vue arrière de miroir. Substrat : FeCr13, $E = 205.0GPa$, $\nu = 0.305$. L'interférogramme He-Ne de la structure déformée montre clairement l'astigmatisme créé.

3.3.2.2 Résultats des simulations numériques par éléments finis

Les analyses par éléments finis ont permis de prendre en compte tous les détails mécaniques du prototype final, qui n'ont pas pu être définis dans le modèle analytique. Le modèle utilisé pour simuler le comportement élastique du miroir comporte 45.592 éléments hexahèdres, soit 56.198 nœuds. Afin d'analyser les résultats, il est indispensable de pouvoir traiter les données mécaniques de déplacements en termes d'aberrations optiques. Pour cela, une passerelle a été créée entre le logiciel de simulation et le logiciel d'interférométrie utilisé pour la mesure du prototype réel. La carte des déplacements de la surface optique est transformée en carte des différences de chemin optique(*cf* figure 3.5). Les résultats des simulations numériques permettent de faire le même constat sur la qualité optique de la déformation : il subsiste un terme d'*Astm* 5 d'un dizaine de nm RMS (*cf* table 3.2). De plus, les simulations ont permis de montrer que ce résidu peut être contrôlé, voire annulé, par une modification du point d'application de forces. La variation de Z_{12}/Z_5 en fonction de la position normalisée c/b est présentée sur la figure 3.6, prouvant qu'un ajustement fin de ce terme est possible.

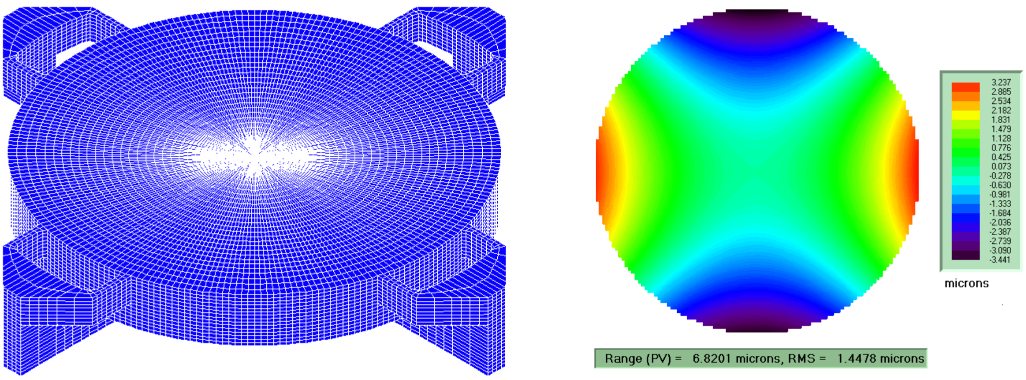


FIG. 3.5 – *Gauche* : Perspective du maillage utilisé pour les calculs par éléments finis . *Droite* : La carte de différence de marche de la surface optique a été obtenue à partir des données en déplacement. Déformation PtV : 6.82 μm

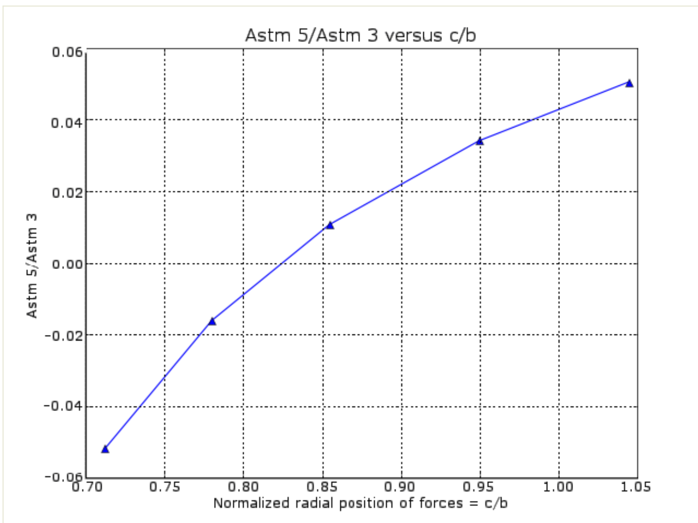


FIG. 3.6 – Courbe d'évolution $Z_{12}/Z_5 = f(c/b)$ obtenue par FEA. Pour $c/b = 0.825$, le mode d'*Astm* 5 est annulé.

TAB. 3.2 – Comparaison de mesures interférométriques et des résultats de simulation. La déformation est projetée sur la base de Zernike. Piston, X-Y Tilt et Focus sont soustraits. le mode d'*Astm* 3 représente la contribution majeure à la déviation du front d'onde.

Description	z_i^{RMS}[nm]	$z_{i,simu}^{RMS}$[nm]	Description	z_i^{RMS}[nm]	$z_{i,simu}^{RMS}$[nm]
Astm 3 X	-47.17	0	*Tetrafoil* 7 X	6.71	0.00
Astm 3 Y	-1452,18	-1498.48	*Tetrafoil* 7 Y	-2.53	0.00
Coma 3 X	1.76	0.00	*Trefoil* 7 X	-1.45	0.00
Coma 3 Y	1.36	0.00	*Trefoil* 7 Y	4.38	0.00
Spherical 3	3.38	0.00	*Astm* 7 X	-4.36	0.00
Trefoil 5 X	2.85	0.00	*Astm* 7 Y	1.66	1.55
Trefoil 5 Y	-2.05	0.00	*Coma* 7 X	-1.02	0.00
Astm 5 X	-0.55	0.00	*Coma* 7 Y	1.42	0.00
Astm 5 Y	12.77	12.15	*Spherical* 7	-3.62	0.00
Coma 5 X	1.04	0.00	–	–	–
Coma 5 Y	0.76	0,00	–	–	–
Spherical 5	-4.44	0.00	–	–	–

3.3.2.3 Liens entre les trois méthodes

L'analyse FEA du modèle existant est une étape indispensable dans le recherche d'une solution originale et efficace pour la réalisations des miroirs toriques de SPHERE, dont les spécifications sont très serrées. Le lien entre théorie, simulation et expérience a été clairement établi :

– Les calculs analytiques ont permis une définition de la géométrie du modèle, à l'aide d'une démonstration robuste.
– Les mesures expérimentales ont validé la structure. On observe un erreur d'environ 0.05% sur la surface.
– Les analyses par éléments finis ont permis une meilleure compréhension du comportement de la structure et sont complémentaires des deux précédentes analyses. Il a été prouvé que la fonction de déformation de la surface optique est parasitée par quelques détails mécaniques qui n'ont pas été pris en compte lors du design analytique.
– Les analyses par éléments finis ont mis en évidence qu'un ajustement de la déformation est possible par de légères modifications du modèle.

En revanche, des analyses plus poussées seront menées dans la section suivante pour définir l'apport des ponts périphériques placés aux bords du miroir. De plus, l'exploitation de la formule (3.4) va permettre de définir un modèle de miroir plus compact que le précédent.

3.3.3 Variations géométriques du modèle / Position des forces

L'étude de la variation de c avec le rapport des épaisseurs t_2/t_1 permet de faire apparaître des cas pratiques intéressants. La figure 3.7 présente $c/b = f(t_2/t_1)$ pour des rapports $b/a = 1.30$ (cas du miroir de la figure 3.3) et $b/a = 1.10$. On notera les cas particuliers $t_2/t_1 = 3$ (cas du miroir de la figure 3.3), $c/b = 0$ (forces au centre) et $c \in [a; b]$ (forces au bord).

3.3.3.1 Cas des forces au bord - $c \in [a; b]$

Le cas $c \in [a; b]$ signifie que les forces peuvent être appliquées sous le miroir au niveau de l'anneau externe. C'est un cas intéressant en terme de stabilité et de simplicité de mise en œuvre.

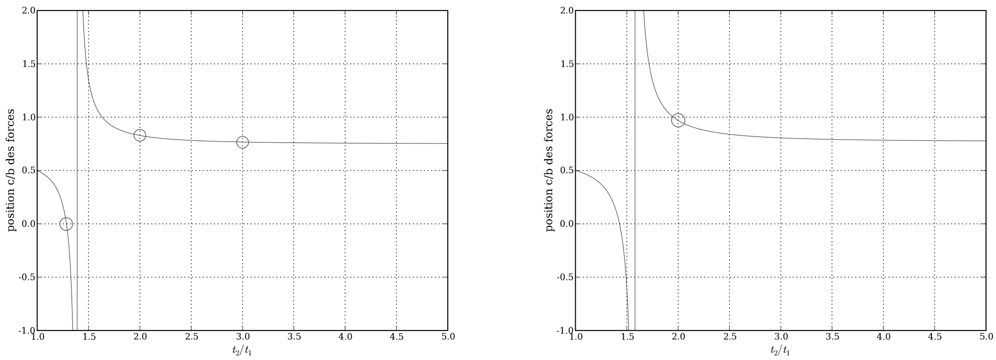


FIG. 3.7 – *Gauche* : $c/b = f(t_2/t_1)$ pour $b/a = 1.30$. *Droite* : $c/b = f(t_2/t_1)$ pour $b/a = 1.10$.

La condition $c \leqslant b$ amène aux conditions suivantes :

$$\begin{cases} \gamma \leqslant 1 + \dfrac{1}{(1-\nu)\left[\dfrac{1}{4} - \dfrac{1}{1-\nu}\dfrac{b^2}{a^2} - \dfrac{a^4}{4b^4}\right]} \quad \text{et} \quad \gamma \leqslant 1 + \dfrac{2}{(1-\nu)\left[\dfrac{1}{2} - \dfrac{3-\nu}{1-\nu}\dfrac{b^2}{a^2} + \dfrac{a^4}{2b^4}\right]} \\ \text{ou bien} \\ \gamma \geqslant 1 + \dfrac{1}{(1-\nu)\left[\dfrac{1}{4} - \dfrac{1}{1-\nu}\dfrac{b^2}{a^2} - \dfrac{a^4}{4b^4}\right]} \quad \text{et} \quad \gamma \geqslant 1 + \dfrac{2}{(1-\nu)\left[\dfrac{1}{2} - \dfrac{3-\nu}{1-\nu}\dfrac{b^2}{a^2} + \dfrac{a^4}{2b^4}\right]} \end{cases} \tag{3.5}$$

La condition $c \geqslant a$ amène à la condition suivante :

$$\gamma \geqslant 1 - (1 - \frac{2a}{b})\frac{1}{(1-\nu)\left[-\dfrac{1}{4} + \dfrac{a}{2b} - \dfrac{3-\nu}{1-\nu}\dfrac{b}{a} + \dfrac{2-\nu}{1-\nu}\dfrac{b^2}{a^2} - \dfrac{3}{4}\dfrac{a^4}{b^4} + \dfrac{a^5}{2b^5}\right]} \tag{3.6}$$

Ces deux conditions permettent de définir deux intervalles pour l'épaisseur t_2 de l'anneau rigide externe. Nous aurons l'occasion d'utiliser ces formules dans la définition du modèle de la section 3.5.

3.3.3.2 Cas des forces au centre - $c/b = 0$

Le cas $c/b = 0$ signifie que les forces sont toutes situées au même point central, sous le miroir. On pourra envisager des applications telles que des miroirs actifs à astigmatisme variable, n'utilisant qu'un seul actionneur pour générer la déformation souhaitée. La condition $c/b = 0$ fixe le rapport de rigidité γ pour un rapport b/a donné. On trouve, tous calculs faits :

$$\gamma = 1 + \frac{1}{(1-\nu)\left[\dfrac{1}{4} - \dfrac{2-\nu}{1-\nu}\dfrac{b^2}{a^2} + \dfrac{3}{4}\dfrac{a^4}{b^4}\right]} \tag{3.7}$$

Conclusions sur la compensation d'astigmatisme

Le lien entre méthodes analytique, numérique et expérimentale a été clairement établi dans cette section. Les analyses FEA ont fait apparaître la possibilité de contrôler certains paramètres d'ordre supérieur par modification du point d'application des forces. De plus, Nous avons démontré la possibilité de situer ces forces soit sous la couronne externe soit en un seul point au niveau de l'axe optique. Ce dernier cas est important car il permettra de réduire la complexité du système de déformation.

3.4 Distribution d'épaisseur angulaire sur l'anneau externe

$\mathcal{N}$ous présentons l'intérêt de contrôler les déformations angulaires et notamment la possibilité d'implémenter une distribution d'épaisseur angulaire sur l'anneau externe d'un miroir en *fond de vase* afin d'annuler la génération de termes d'ordre supérieur, et d'augmenter la pureté du mode d'aberration généré. Une correction de la théorie élémentaire est brièvement introduite en fin de section.

3.4.1 Extension de la théorie aux ordres supérieurs

Afin de contrôler la génération d'ordres supérieurs lors de la déformation, il est nécessaire de comprendre leur origine. La démonstration suivante permet de mettre en évidence l'intérêt de l'utilisation des ponts optiques vus précédemment, et de définir précisément leur géométrie. En effet, nous allons voir qu'un modèle simple utilisant 2 paires de forces génère des aberrations d'ordre supérieur sur la surface optique.

On considère une plaque circulaire de rayon a, en appui simple sur deux points aux extrémités d'un de ses diamètres, soumise à une charge symétrique P. La flexion de la plaque sous cette charge, notée ω est donnée par l'expression suivante [Timoshenko 1959] :

$$\begin{aligned}\omega(\rho,\theta) = \omega_0 + \frac{Pa^2}{2\pi(3+\nu)\mathcal{D}}\Bigg[&2\log 2 - 1 + \frac{1+\nu}{1-\nu}(2\log 2 - \frac{\pi^2}{12}) \\ &- \sum_{m=2,4,6,\ldots}^{\infty}\left(\frac{1}{m(m-1)} + \frac{2(1+\nu)}{(1-\nu)(m-1)m^2} - \frac{\rho^2}{m(m+1)}\right)\rho^m cos m\theta\Bigg]\end{aligned} \tag{3.8}$$

où $\begin{cases}\omega_0 \text{ est la flexion générale de la plaque en appui simple au bord, soumise à la charge } P \\ \rho = \dfrac{r}{a} \text{ est le rayon normalisé} \\ \mathcal{D} \text{ représente la rigidité de la plaque}\end{cases}$

Outre les termes constants, on notera les harmoniques angulaires en $cos(m\theta)$ apparaissant dans la formule.

Une application directe découle de ce résultat. Considérons une plaque mince circulaire soumise à deux paires de forces égales et opposées, situées aux extrémités de deux diamètres orthogonaux (*cf* figure 3.8).

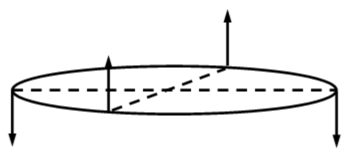


FIG. 3.8 – Modèle à deux paires de forces. Les forces appliquées sur la plaque sont opposées deux à deux.

Ce problème se résout par superposition de la configuration initiale avec la configuration opposée pivotée d'un angle de $\pi/2$. Les harmoniques s'annulent deux à deux pour m = 4, 8, 12,... et la flexion s'écrit finalement :

$$\omega(\rho,\theta) \propto \sum_{m=2,6,10,\ldots}^{\infty}\left(\frac{1}{m(m-1)} + \frac{2(1+\nu)}{(1-\nu)(m-1)m^2} - \frac{\rho^2}{m(m+1)}\right)\rho^m \cos m\theta \tag{3.9}$$

L'expression sous la somme dans l'équation (3.9) nous renseigne sur la nature des aberrations générées. Les modulations restantes, en $cos2\theta$, $cos6\theta$, $cos10\theta$ se traduisent par l'apparition sur la surface optique de termes aberrants tels que Astigmatisme, Hexafoil, Decafoil, etc...
Le terme d'astigmatisme étant le seul qui nous intéresse à l'heure actuelle, on s'attachera dans la suite à éviter la génération des termes d'ordre supérieur lors de la déformation.

Si la composante d'$Astm\,5$ peut être éliminée par une modification du point d'application des forces, les termes correspondants aux harmoniques d'ordres supérieurs peuvent être éliminés de différentes manières. On peut étendre le raisonnement analytique pour définir une solution permettant de s'affranchir de la modulation en $\cos 6\theta$ de l'équation 3.9. En effet, la superposition de la configuration de la figure 3.8 avec la même configuration pivotée d'un angle de $\pi/6$ annule le terme en $m = 6$. Mais cela nécessite quatre forces supplémentaires, et il reste encore à s'affranchir des termes en $m = 10, 14, \ldots$

Un autre technique permet d'éliminer les termes parasites qui apparaissent dans l'équation (3.9), en contrôlant la variation d'épaisseur angulaire de l'anneau externe. Ce contrôle nous permet dans l'idéal de nous affranchir de tous les modes parasites pour ne conserver que la modulation en $\cos 2\theta$. De plus, on conserve un nombre minimal de forces appliquées, et un mise en œuvre plus simple qu'un système de déformation à 8 forces ou plus. La simplification du système de déformation permet en outre de gagner en précision lors du montage de la pièce avant polissage. C'est cette solution que nous détaillons ici.

3.4.2 Solution issue de la théorie des poutres

La flexion de l'anneau externe (cas tridimensionnel) peut être étudiée via la flexion d'une poutre (cas bidimensionnel) soumise aux mêmes conditions de charges. On considère que la portion d'anneau entre $\theta = 0$ et $\theta = \pi$ se comporte comme une poutre encastrée à ses extrémités et soumise à une force centrale P.

Considérons une poutre d'axe x, de longueur L, de section $h \times k$, h étant son épaisseur selon l'axe z, et k son épaisseur selon l'axe y. Plaçons nous dans le cas d'une telle poutre encastrée aux extrémités, et soumise à une force centrale P en $x = L/2$.

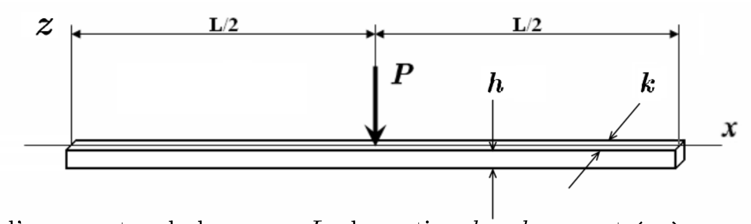


FIG. 3.9 – Flexion d'une poutre de longueur L, de section $h \times k$, encastrée à ses extrémités, soumise à une force centrale P.

3.4.2.1 Hypothèses de la théorie des poutres

Les calculs de résistance des matériaux en théorie des poutres ne sont valables que dans un domaine de validité défini par des hypothèses :

1. Géométrie des poutres : la longueur de la ligne moyenne est grande devant les dimensions des sections droites (longueur supérieure à 20 fois la plus grande dimension transversale)
2. Hypothèse de Barré de Saint-Venant : les résultats ne s'appliquent valablement qu'à une distance suffisamment éloignée de la région d'application des efforts intenses (deux à trois fois la largeur de la section normale)
3. Hypothèse de Bernoulli : les sections planes, normales aux fibres avant déformation demeurent normales aux fibres après déformation.
4. Les matériaux utilisés sont homogènes, isotropes et suivent une loi de comportement linéaire.

3.4.2.2 Flexion d'une poutre encastrée soumise à une force centrale

Le problème de la poutre encastrée est un problème statiquement indéterminé. En effet, il existe 6 inconnues au problème pour seulement 3 équations d'équilibre de la statique. Les 6 inconnues sont les réactions verticales et horizontales ainsi que les moments de flexion aux niveau des 2 appuis. Dans l'hypothèse des faibles déformations, on considérera qu'il n'y a pas de réactions horizontales sur le support. On a donc quatre réactions indéterminées notées R_A, R_B, M_A, M_B. Du fait de la symétrie du problème, $R_A = R_B$ et $M_A = M_B$. De plus, l'équilibre des forces donne $R_A = R_B = P/2$.
L'équation différentielle du quatrième degré de la flexion ω s'écrit sous la forme suivante :

$$EI\omega''''(x) = -q = 0, \tag{3.10}$$

où q représente la charge, nulle sur la portion $0 \leq x \leq \frac{L}{2}$, E représente le module d'élasticité du matériau, et I le moment d'inertie. On considère ce moment d'inertie par rapport à la surface moyenne de la poutre, ce qui nous donne, en notant k l'épaisseur radiale de la plaque et h son épaisseur axiale :

$$I = \frac{kh^3}{12} \tag{3.11}$$

Les intégrations successives de l'équation (3.10) mènent aux formules suivantes :

$$\left\{\begin{array}{lcl} EI\omega'''(x) & = & C_1, \\ EI\omega''(x) & = & C_1 x + C_2, \\ EI\omega'(x) & = & C_1\dfrac{x^2}{2} + C_2 x + C_3, \\ EI\omega(x) & = & C_1\dfrac{x^3}{6} + C_2\dfrac{x^2}{2} + C_3 x + C_4, \end{array}\right. \tag{3.12}$$

Ces équations comportent quatre constantes d'intégration inconnues, plus le moment M_A, soit 5 inconnues. La détermination de ces constantes nécessite cinq conditions aux limites ou de continuité, qui s'écrivent comme suit :

$$\left\{\begin{array}{lclll} V & = & \dfrac{P}{2} = R_A & \text{sur } 0 \leq x \leq \dfrac{L}{2}, & \text{(Effort tranchant)} \\ M_A & = & EI\omega'' & \text{en } x = 0, & \text{(Moment de flexion)} \\ \omega' & = & 0 & \text{en } x = 0, & \text{(pente)} \\ \omega' & = & 0 & \text{en } x = \dfrac{L}{2}, & \text{(pente)} \\ \omega & = & 0 & \text{en } x = 0, & \text{(flexion)} \end{array}\right. \tag{3.13}$$

Ces conditions se traduisent par $C_1 = P/2$, $C_2 = -M_A$, $C_3 = 0$, $M_A = M_B = PL/8$ et enfin $C_4 = 0$.
En introduisant la variable réduite $\rho = 2x/L$, la flexion sur $0 \leq \rho \leq 1$ s'écrit :

$$\omega(\rho) = -\frac{PL^3}{192EI}(3\rho^2 - 2\rho^3) \tag{3.14}$$

Bien que cette fonction soit proche d'une fonction sinusoïdale, il est nécessaire de se rapprocher au maximum de la modulation désirée pour l'application aux miroirs toriques. Pour cela nous considérons dans la suite le cas d'une poutre d'épaisseur variable. Le calcul de cette distribution d'épaisseur permet d'obtenir une flexion sinusoïdale quasi-pure sur toute la longueur de la poutre.

3.4.2.3 Distribution d'épaisseur d'une poutre encastrée

L'exercice proposé consiste à donner l'expression de la distribution d'épaisseur $h(x)$ de cette poutre, permettant d'obtenir une flexion ω selon z en $cos(\frac{2\pi x}{L})$ que l'on décrit comme :

$$\omega(x) = \frac{\omega_0}{2}\left[cos(\frac{2\pi x}{L}) - 1\right] \quad , \quad w_0 \in \mathbb{R} \tag{3.15}$$

Le moment de flexion sur la portion $0 \leq x \leq L/2$ s'exprime par :

$$M = \frac{P}{2}x - \frac{PL}{8} \tag{3.16}$$

Partant de l'égalité $EI\omega''(x) = M$ et de l'équation (3.15), on pose :

$$-EI\frac{\omega_0}{2}\frac{4\pi^2}{L^2}cos\frac{2\pi x}{L} = \frac{P}{2}x - \frac{PL}{8} \tag{3.17}$$

On introduit la variable réduite $\rho = \frac{2x}{L}$:

$$-EI\frac{\omega_0}{2}\frac{4\pi^2}{L^2}cos(\pi\rho) = \frac{PL}{4}\left(\rho - \frac{1}{2}\right) \tag{3.18}$$

Enfin, en utilisant l'expression (3.11) du moment d'inertie, on déduit directement l'expression de la distribution d'épaisseur relative sur la portion $0 \leq \rho \leq 1$:

$$\frac{h}{L} = \left[\frac{3}{2}\frac{P}{Ek\omega_0\pi^2}\right]^{\frac{1}{3}}\left[-\frac{\rho - \frac{1}{2}}{cos(\pi\rho)}\right]^{\frac{1}{3}} \tag{3.19}$$

Cette formule est illustrée sur la figure 3.10. On peut directement traduire cette équation dans le cas d'un anneau en utilisant la coordonnée angulaire θ :

$$t(\theta) = t_0'\left[-\frac{2\theta/\pi - 0.5}{\cos(2\theta)}\right]^{\frac{1}{3}} \tag{3.20}$$

où t_0' est une constante.

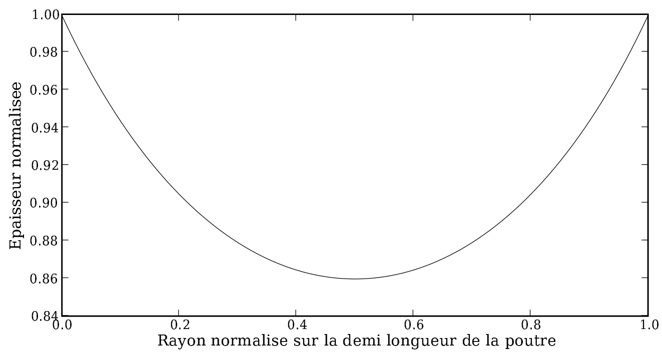


FIG. 3.10 – Distribution d'épaisseur normalisée en fonction du rayon normalisé sur une demi longueur de poutre.

3.4.3 Correction de la théorie élémentaire

3.4.3.1 Calcul numérique en 2D

Ce calcul étant valable dans l'hypothèse de la théorie des poutres, il convient pour confirmer le résultat de modéliser une poutre dont le rapport de la longueur sur l'épaisseur soit supérieur à 20. La figure 3.11 illustre le gain apporté par la distribution d'épaisseur dans ce cas là. On passe d'une erreur de 2% à une erreur de 0.06%.

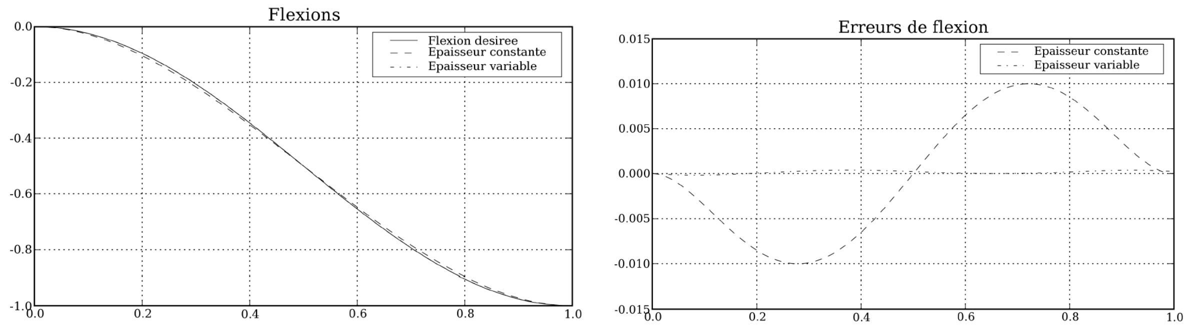


FIG. 3.11 – *Gauche* : Comparaison des flexions entre une poutre encastrée soumise à une force centrale d'épaisseur constante, et une poutre dont la variation d'épaisseur est définie par l'équation (3.19). *Droite* : Comparaison des erreurs sur la flexions dans les deux cas. Le gain en précision est clairement apparent. On passe d'une erreur de 2% à une erreur de 0.06%.

3.4.3.2 Correction pour les formes en vase

Dans le cas de miroirs, la longueur de la poutre équivalente à l'anneau rigide externe est directement liée au diamètre du miroir. La première hypothèse de départ est respectée en considérant des miroirs minces en comparaison de leur diamètre. Pour un miroir de 400mm de diamètre, on devra considérer une épaisseur de l'anneau externe d'environ 60mm. C'est le cas du miroir que nous définissons dans la section suivante. Malgré cela, l'implémentation de la distribution d'épaisseur dans les analyses par éléments finis laisse apparaître des résidus dans le cas de formes vases. L'explication la plus probable est la présence du ménisque interne dont l'épaisseur est constante. Dans le cas du miroir étudié pour SPHERE, on trouve une correction du profil d'épaisseur permettant de retrouver les performances angulaires. L'interpolation de la distribution d'épaisseur finale, obtenue par FEA, fait apparaître des termes d'ordres supérieurs. L'expression de la distribution d'épaisseur relative sur la portion $0 \leq \rho \leq 1$ devient :

$$\frac{h(\rho)}{L} = \left[\frac{3}{2}\frac{P}{Ek\omega_0\pi^2}\right]^{\frac{1}{3}} \left[-\frac{(\rho-\frac{1}{2})+(\rho-\frac{1}{2})^3+(\rho-\frac{1}{2})^5}{cos(\pi\rho)}\right]^{\frac{1}{3}} \tag{3.21}$$

Conclusions sur la distribution angulaire

Les calculs analytiques basés sur la théorie de l'élasticité ont permis de définir une distribution d'épaisseur angulaire de l'anneau externe d'un miroir en *fond de vase*, permettant de s'affranchir des déformations d'ordres supérieurs. Les FEA en 2D ont validé le résultat obtenu. En anticipant sur les calculs numériques en 3D, il est apparu nécessaire d'effectuer une correction de cette variation d'épaisseur. L'implémentation de cette variation d'épaisseur dans le modèle final du miroir le plus imposant de SPHERE est présentée dans la section suivante.

3.5 Modèle final - Application au cas des miroirs toriques pour Vlt-Sphere

La géométrie du miroir torique le plus imposant du train optique de l'instrument Sphere est définie à partir des équations précédemment établies, et la qualité de la déformation obtenue avec un tel miroir est évaluée par fea. On démontre que le procédé de polissage sous contraintes n'introduit pas de déformations parasites au delà des spécifications de la section 3.2. Les effets de contraintes résiduelles dans le *coating* sont évalués. Une monture originale est proposée afin de garantir la qualité de la surface optique sous gravité et contraintes thermiques.

3.5.1 Définition du modèle mécanique

Deux raisons principales nous ont contraint à éviter d'utiliser un modèle avec des bras de retour. Premièrement, l'encombrement du miroir doit être minimal. Deuxièmement, le miroir devant être en Zerodur, il n'est pas possible de transmettre forces et moments à l'aide de fines zones de transfert en verre, sous peine de rupture.

Le modèle mécanique choisi présente l'avantage d'une mise en œuvre facile. On utilise deux paires de forces appliquées sous la couronne rigide, comme vu au 3.3.3.1. L'épaisseur de cette couronne varie angulairement, selon la courbe définie par l'équation (3.21). Les études analytiques présentées précédemment permettent de définir un modèle de départ, qui sera validé par le calcul numérique. La définition des paramètres se déroule comme suit :

- les paramètres fixes sont : $a = 183.0mm$ et $b = 198.0mm$,
- on fixe $a < c < b$, ce qui nous donne un intervalle pour le rapport d'épaisseur t_2/t_1 à partir des formules (3.5) et (3.6). On trouve $2.108 \leqslant t_2/t_1 \leqslant 2.299$ [6]
- une fois les épaisseurs fixées, on peut définir la variation d'épaisseur de la couronne rigide à partir de l'équation (3.21)

Par ailleurs, le profil est ajusté au niveau des points d'applications. Quatre portées planes permettent de créer une zone d'application des charges, afin de répartir les contraintes locales pour éviter tout risque de rupture.

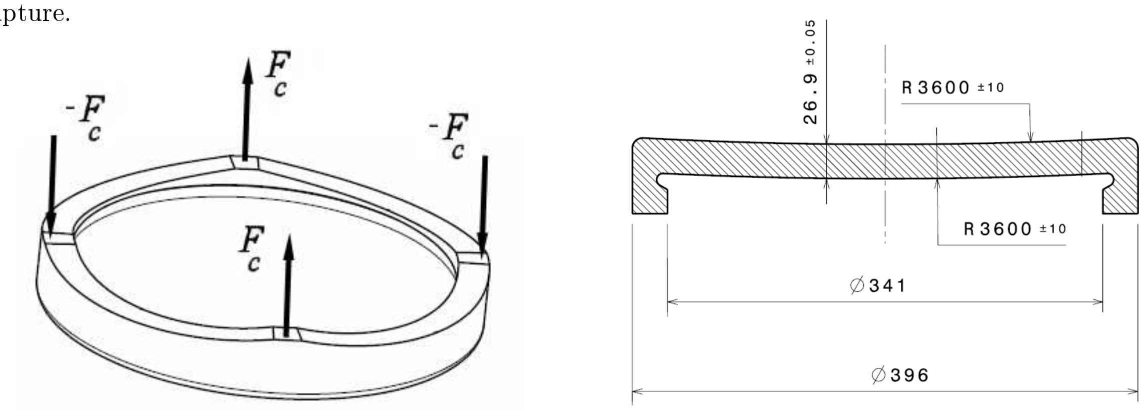


Fig. 3.12 – Rayon de courbure $R = 3600.5mm$. Épaisseur centrale $t_1 = 26.9mm$. Épaisseur externe $t_2 = 60mm$. Rayon interne $r = a = 183.0mm$. Rayon externe $r = b = 198mm$. Position des forces $r = c = 184.2mm$.

[6] Pour le cas de l'épaisseur finale de 26.9mm, on trouve les bornes $56.707mm \leqslant t_2 \leqslant 61.839mm$.

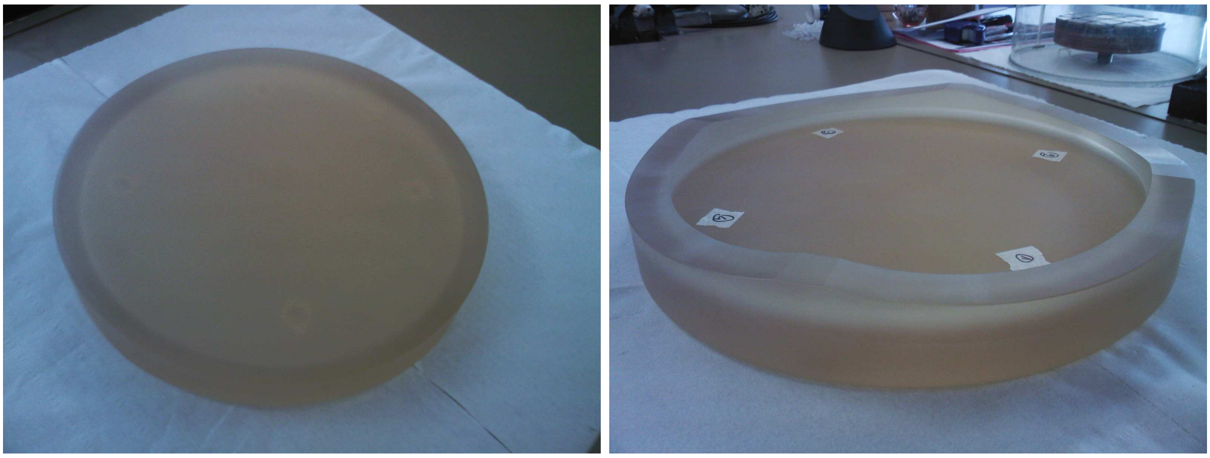


FIG. 3.13 – Vue avant et arrière du substrat de Zerodur usiné selon le modèle optimisé. On distingue la distribution d'épaisseur angulaire et les quatre portées planes. (Usinage SESO)

3.5.2 Qualité optique de la surface déformée

La structure calculée à partir des équations analytiques est simulée numériquement par éléments finis. Le maillage utilisé comporte 94.784 éléments hexahèdres linéaires pour 104.154 nœuds. On peut voir sur la figure 3.14 le maillage vu de face et de dessous. La figure 3.15 présente le maillage déformé et la répartition des contraintes de Von Mises.

La déformation requise sur la surface optique de diamètre 366mm est obtenue en appliquant une pression de 1.635N/mm^2 sur une surface de 256.8 mm^2, ce qui correspond à une force de 420.06N. Le calcul de la répartition des contraintes à l'intérieur de la structure permet de s'assurer que le matériau ne travaille pas au dessus de sa limite de rupture lors de la déformation. La contrainte maximale, située au niveau des surfaces d'application des forces, est de 1.8 MPa.

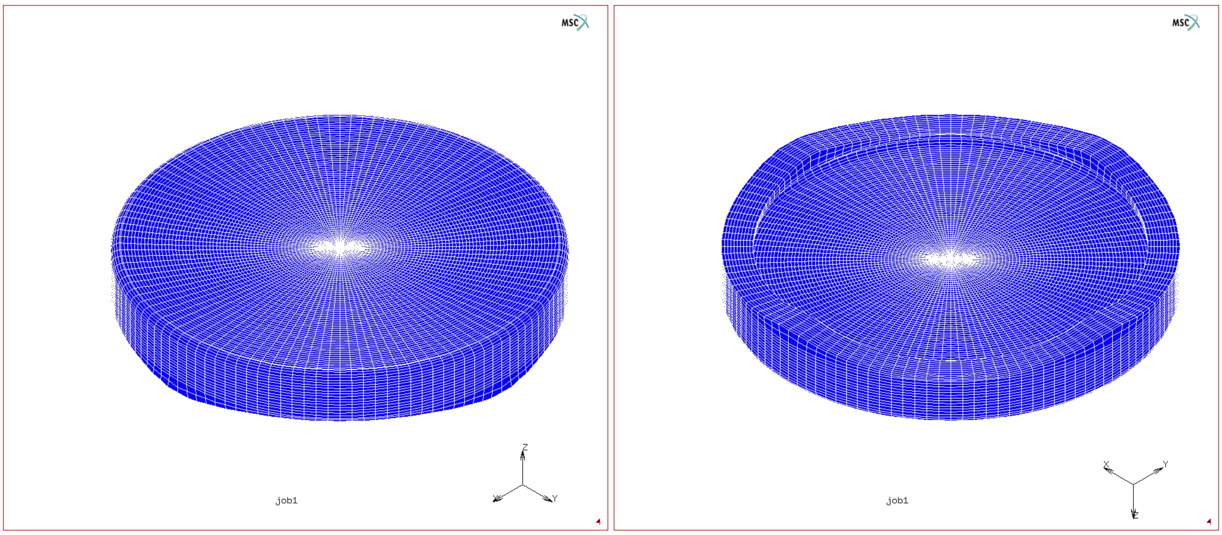


FIG. 3.14 – Vue en perspective des faces avant et arrière du maillage du miroir. Le maillage est constitué de 94.784 éléments linéaires.

L'analyse de la déformation par logiciel de mesures optiques nous permet d'évaluer la pureté de la surface torique générée. Le réglage de la force a permis d'ajuster la déformée pour obtenir un coefficient de Zernike $Z_5 = 9701.5$nm. On obtient un coefficient Z_{12}= 4.3nm au lieu de 4.7nm, plus 3.8nm de Z_{32} (*Astm* 7), soit une erreur de 1.2nm RMS en basses fréquences ($\simeq \lambda/500$). Une fois la surface torique théorique soustraite de la déformation, le terme prépondérant est l'Hexafoil, avec une valeur RMS de 3.3nm ($\sim \lambda/200$ RMS), largement dans les spécifications de la table 3.1. Hexafoil soustrait, les résidus en hautes fréquences sont de l'ordre de 2 nmRMS.

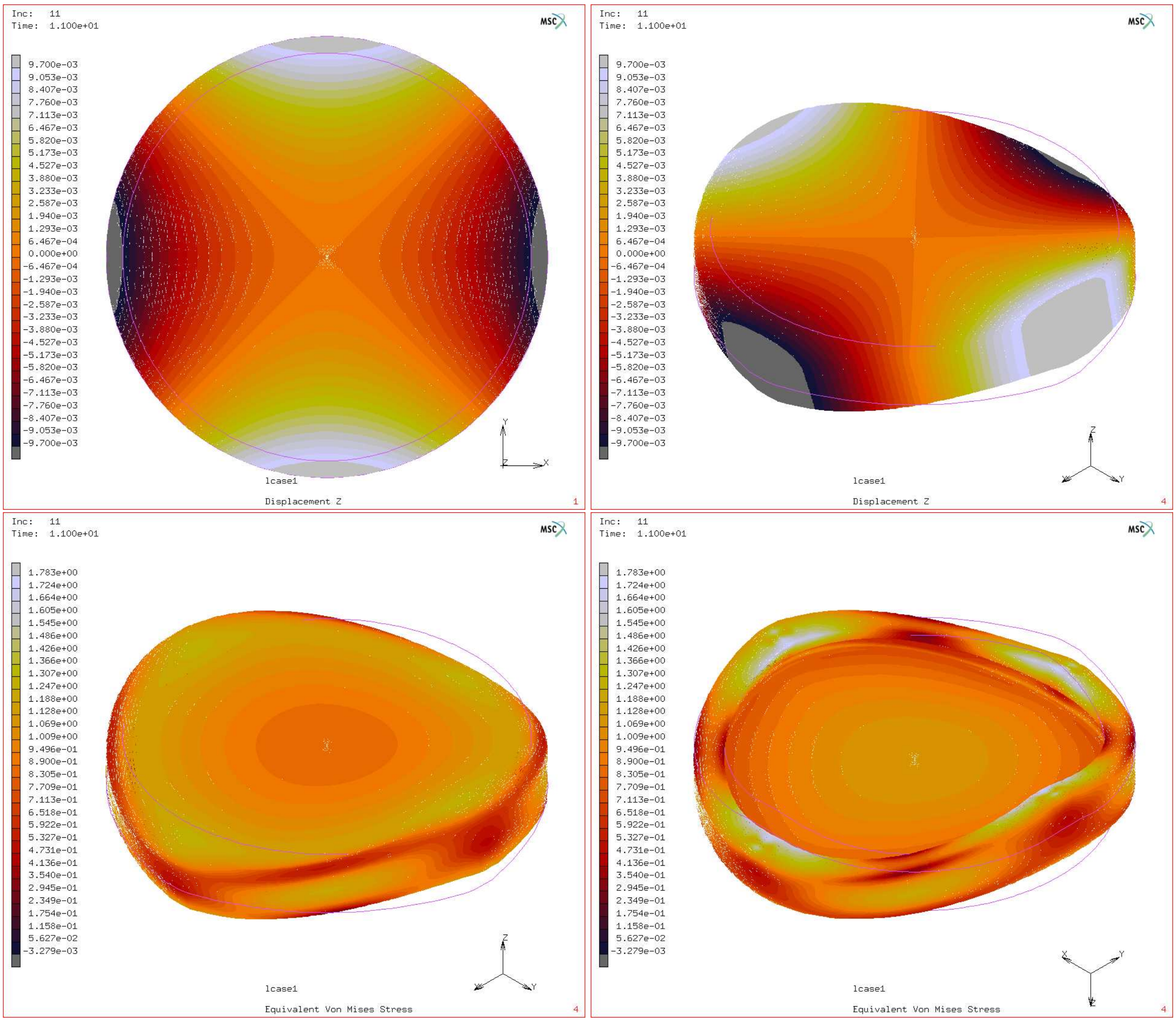
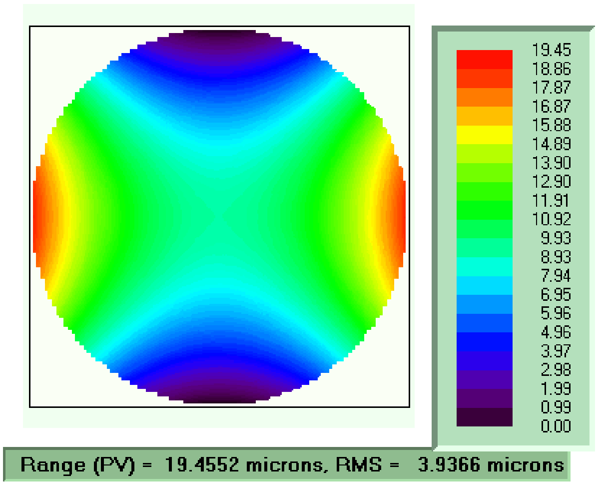


FIG. 3.15 – *Haut Gauche* : Vue de face du miroir déformé. La déformation est ajustée à ±9701.5nm au niveau de l'ouverture du miroir (diamètre 366mm < diamètre externe 396mm). *Haut Droite* : Vue en perspective du miroir déformé. *Bas Gauche* et *Droite* : Répartition des contraintes de Von Mises pendant de la déformation. La contrainte maximale ne dépasse pas les 2MPa.



	UofA	MICRONS	QC	Ord	RMS	QC
1	Piston	9.7272		0		
2	X Tilt	0.0000		1	3.9366	
3	Y Tilt	-0.0001		1		
4	Focus	0.0000		1		
5	X Astig	9.7015		2	0.0037	
6	Y Astig	0.0000		2		
7	X Coma	0.0000		2		
8	Y Coma	0.0000		2		
9	Spherical	0.0000		2		
10	X Trefoil	0.0000		3	0.0035	
11	Y Trefoil.	0.0000		3		
12	X Astig	0.0043		3		
13	Y Astig	0.0000		3		
14	X Coma	0.0000		3		
15	Y Coma	0.0000		3		
16	Spherical	0.0000		3		
17	X Tetrafoil	0.0000		4	0.0033	
18	Y Tetrafoil	0.0000		4		
19	X Trefoil	0.0000		4		
20	Y Trefoil	0.0000		4		
21	X Astig	0.0038		4		
22	Y Astig	0.0000		4		
23	X Coma	0.0000		4		
24	Y Coma	0.0000		4		
25	Spherical	0.0000		4		
26	X Pentafoil	0.0000		5	0.0033	
27	Y Pentafoil	0.0000		5		
28	X Tetrafoil	0.0000		5		
29	Y Tetrafoil	0.0000		5		
30	X Trefoil	0.0000		5		

FIG. 3.16 – Carte de phase de la déformation et décomposition en polynômes de Zernike. Pour une valeur de $Z_5 = 9701.5$nm, on obtient $Z_{12} = 4.3$nm. Une fois ces termes soustraits, le résidu de déformation est de 3.7nm RMS, avec principalement 3.3nm RMS d'Hexafoil.

3.5.3 Contraintes résiduelles dans le *coating*

L'opération de dépôt d'aluminure sur la surface optique (appelé *coating*) permet d'augmenter le facteur de réflexion du miroir afin de transmettre le maximum d'information. Du fait de l'épaisseur réduite du miroir, il convient d'analyser l'effet d'une contrainte résiduelle dans cette couche sur la courbure de la pièce. La formule de Stoney [Stoney 1909] donne l'expression (3.22) de cette variation de courbure en fonction des épaisseurs du miroir t_m et de la couche de dépôt t_c, des paramètres matériaux E et ν du miroir, et de la contrainte dans le dépôt S.

$$R = \frac{E}{1-\nu}\frac{t_m^2}{6t_c}\frac{1}{S} \tag{3.22}$$

On considère un dépôt d'aluminure protégée constitué d'un empilement à quatre couches minces similaire à ceux utilisés sur les miroirs de télescopes :
- 65Å de NiCrNx
- 1100Å de Ag
- 6Å de NiCrNx
- 85Å de SiNx

Les contraintes résiduelles dans un dépôt de couches minces sont généralement bien inférieures à 0.5MPa. Dans le cas du miroir étudié, avec une épaisseur de 27mm, sans tenir compte de la rigidité de l'anneau externe, le calcul donne une variation de rayon de courbure de 258km environ, soit 70.000 fois le rayon nominal du miroir. L'effet des contraintes résiduelles est donc considéré comme largement négligeable.

3.5.4 Monture du miroir

3.5.4.1 Contraintes sur la monture

Une fois le miroir installé sur le banc optique, sa surface doit être maintenue avec précision malgré les contraintes générées sous l'action de deux charges principales :

1. la gravité orientée perpendiculairement à l'axe optique,
2. les écarts de température de +5 à +25 degC, correspondant aux conditions du site de Paranal.

Classiquement, un miroir est maintenu par trois lames disposées à 120 degrés sur le bord, formant un système isostatique. Dans le cas d'un miroir dont l'épaisseur est faible, ce type de monture n'est plus valable car le miroir se déforme sous son propre poids, le premier mode obtenu étant du Trefoil dont la forme correspond à la position des lames. Dans le cas qui nous intéresse, on obtient une déformation de quelques 50nm PtV sur la surface, soit le double sur le front d'onde, ce qui n'est pas acceptable et sort des spécifications (<25nm).

A ceci s'ajoute une deuxième contrainte due au fait que les montures du banc optique de SPHERE doivent être en aluminium, portant les axes optique à une hauteur de 250mm au dessus du banc. Les dilatations thermiques de cette monture ne doivent pas influer sur la surface du miroir.

Enfin, la troisième contrainte est due à l'encombrement. En effet, dans le train optique, le faisceau passe près du miroir, et la monture ne doit pas se trouver sur son trajet. La spécification de départ impose un diamètre inférieur à 410m.

3.5.4.2 Monture proposée

Une monture originale a été développée (*cf* figure 3.17) afin de s'assurer de la bonne tenue de la surface optique dans ces conditions. Le miroir est collé à l'intérieur d'un anneau en Invar, par l'intermédiaire d'une vingtaine de plots de colle disposés sur la tranche. Le rôle de la colle est d'encaisser non seulement les effets de la gravité (statique) mais aussi les dilatations thermiques (variables). Une colle de type silicone à faible module d'Young (typiquement < 1MPa) peut remplir ces fonctions tout en assurant l'adhérence suffisante. L'isolation de l'anneau en Invar et du support en aluminium est réalisée par une série de lames symétriquement disposées autour de l'axe optique.

Les analyses par FEA ont permis de s'assurer de l'efficacité de ce système de tenue. Les caractéristiques mécaniques des matériaux utilisé sont récapitulées dans la table 3.3. La déformation obtenue sous charges isolées et combinées est inférieure à 5nm PtV sur la surface (10nm sur l'onde), soit 0.7nm RMS (1.4nm RMS sur l'onde). Il est clair que ce type de montage assure un large facteur de sécurité par rapport aux spécifications de départ (50nm RMS sur l'onde).

TAB. 3.3 – Caractéristiques des matériaux utilisés

Matériau	ρ(kg/m^3)	E (GPa)	ν	α (K^{-1}.10^{-6})
Aluminium	2700	70	0.34	23
Titanium	4420	110	0.36	8
Zerodur	2530	90.6	0.243	0.05
Invar	8000	145	0.3	1.5
Silicone	1200	0.5	0.4	150

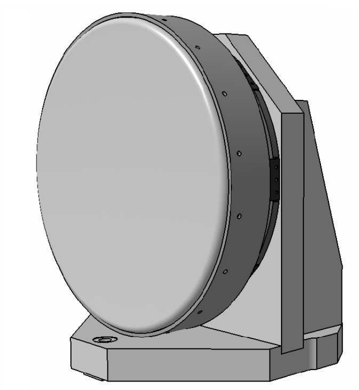
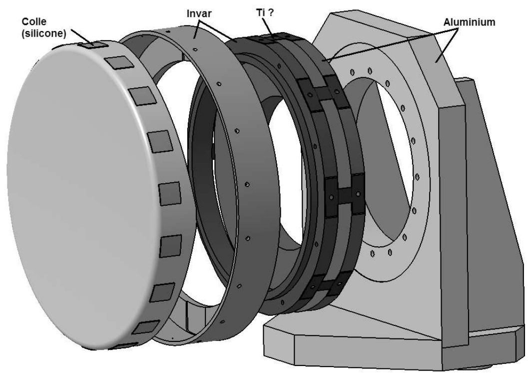



FIG. 3.17 – Concept de la monture du miroir torique. On distingue le miroir, les plots de colle et l'anneau en Invar qui est fixé à une structure en Aluminium. Cette structure permet de compenser les effets de la gravité sur le miroir, et d'absorber les dilatations thermiques. (Crédit : P.Vola).

3.5.4.3 Polymérisation et surface d'onde

Une des sources d'erreur identifiée sur ce type de monture est le possible retreint de la colle lors de la polymérisation, facteur qui dépend du type de colle choisie. Les colles silicones sont connues pour avoir un taux de retrait quasi-nul voire nul. Cependant, dans le cas où il existe, cet effet doit être évalué. Deux types de polymérisation des colles silicones sont trouvés dans la littérature [Colas 2005] :

- la polymérisation par addition : le composé polymère réagit avec un agent de réticulation sous l'action d'un catalyseur. Dans le processus d'addition, il n'y a pas de composé volatile qui se dégage. De ce fait, il n'y a pas d'effet de retreint. Dans certains cas, le retreint existe mais est inférieur à 0.1% en linéaire. Ce processus doit être déclenché par chauffage afin d'activer le catalyseur et augmenter l'adhesion.
- la polymerisation par condensation : là aussi, le composé polymère réagit avec un agent de réticulation sous l'action d'un catalyseur. La réaction peut se faire à température ambiante, mais il y a un dégagement de composé volatile, produisant un retreint. Les valeurs de ce retreint sont comprises entre 0.5 et 2% en linéaire.

Une analyse FEA tenant compte d'un retreint de 0.1% a permis dévaluer l'effet de la polymérisation sur la surface d'onde dans le cas d'une polymérisation par addition. Le retreint de la colle est simulé par une dilatation thermique. La déformation sur la surface optique est de l'ordre de 4nm PtV (8nm PtV sur l'onde). Si cette valeur est complètement dans les specifications, elle nous informe sur les valeurs de retreint à ne pas dépasser. Pour 2%, on obtiendrait 80nm PtV, hors des spécifications. Il est donc primordial de choisir une colle silicone au propriétés optimales.

Conclusions

Les analyses FEA ont permis d'optimiser la géométrie du miroir à polir sous contraintes afin que les écarts de déformation ne soient pas un facteur limitant. Avec une précision de 1.2nm RMS en basses fréquences, 3.3nm RMS en moyennes fréquences et 2nm RMS en hautes fréquences, les spécifications sur ce miroir sont respectées. Par ailleurs, l'effet des contraintes résiduelles dans le *coating* a été évalué et est considéré comme largement négligeable. Une monture originale a été développée afin de maintenir la qualité de surface optique sous gravité et sous contraintes thermiques. Les calculs FEA montrent que les déformations ne dépassent pas le nm RMS.

Conclusion sur les miroirs toriques

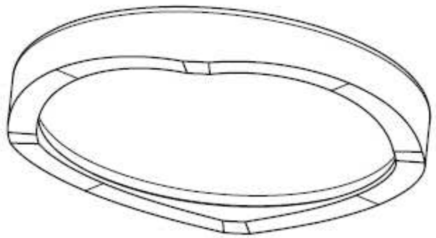
Face aux spécifications extrêmes imposées par le challenge scientifique de l'instrument SPHERE, nous avons optimisé une technique d'Optique Active basée sur le polissage sous contraintes afin d'obtenir des surfaces toriques dont la qualité optique équivaut à une surface sphérique. Le substrat mince utilisé est constitué de deux zones d'épaisseur différentes afin de contrôler la flexion radiale, et d'une distribution d'épaisseur angulaire sur la couronne externe afin de contrôler la flexion angulaire. Les paramètres géométriques ont été optimisés à l'aide des analyses par éléments finis et des outils de post-traitement numériques que nous avons mis au point dans le premier chapitre.

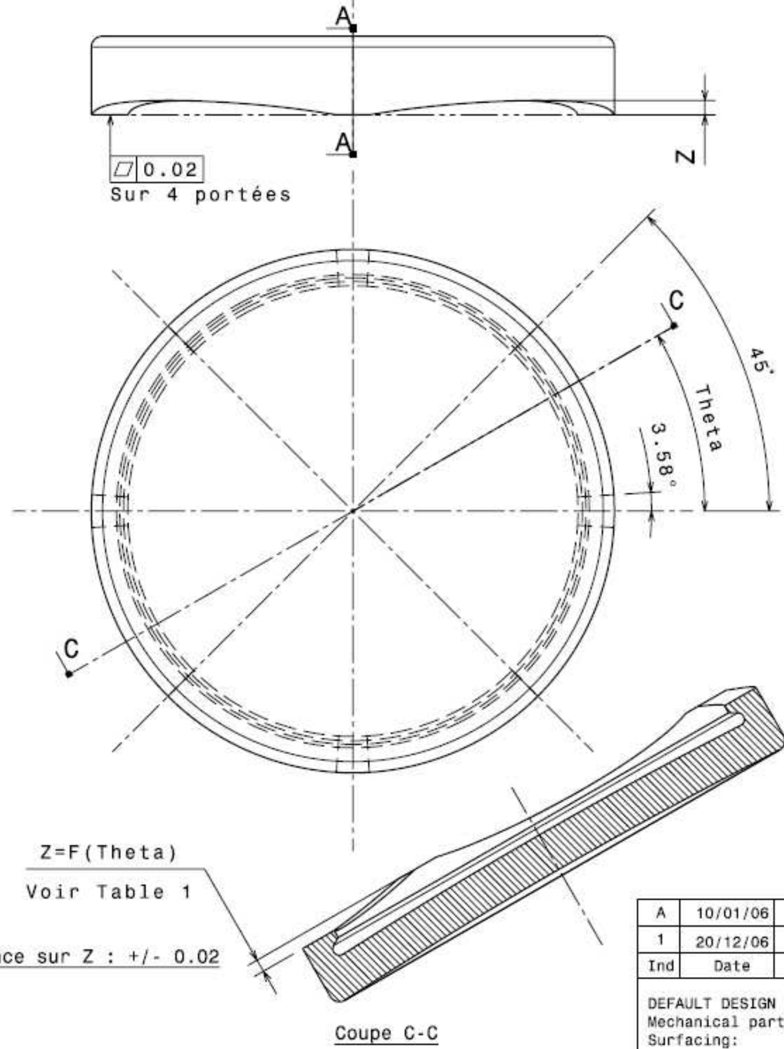
Les résultats de simulation prévoient un résidu de l'ordre de 1nm RMS en basse fréquences, 3nm RMS en moyennes fréquences et 2nm RMS en hautes fréquences. L'implémentation d'un système de déformation adapté sera primordiale pour tenir cette qualité de déformation durant le polissage. Cependant, les écarts qui seraient introduits se répercuteraient sur les basses fréquences uniquement. Un processus itératif permettra de faire converger la surface vers la qualité attendue.

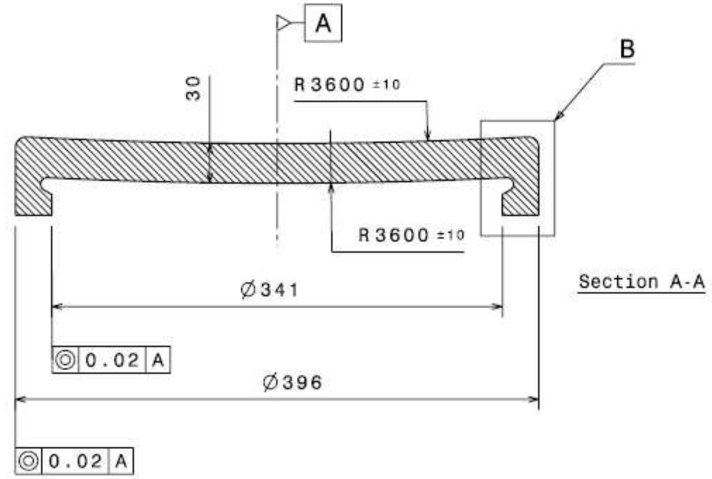
Non seulement le miroir doit avoir une excellente qualité de surface en termes de fréquences spatiales, mais il est nécessaire de minimiser les possibles déformations sous l'effet de la gravité et des dilatations thermiques. Le miroir ne pouvant se supporter lui même du fait de son épaisseur réduite, une monture adaptée a été développée afin de compenser les deux effets simultanément. De même, l'effet des stress résiduels dus au dépôt d'aluminure a été évalué analytiquement, pour être considéré comme négligeable. Le substrat en Zerodur a été usiné et le polissage de la pièce est en cours.

Surfaçage du miroir torique

(Page suivante : plan de fabrication du miroir torique)







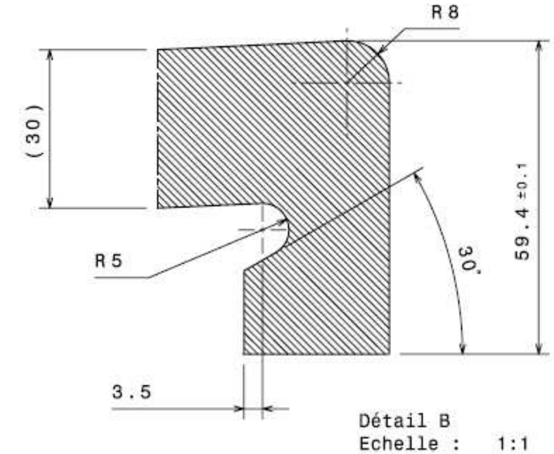


TABLE 1

Theta (°)	Z
0	0
3,58	0,00
5,38	1,06
7,17	2,04
8,97	2,96
10,76	3,80
12,56	4,58
14,36	5,32
16,15	6,00
17,95	6,63
19,75	7,20
21,55	7,73
23,35	8,21
25,15	8,65
26,95	9,05
28,75	9,40
30,55	9,71
32,35	10,00
34,15	10,23
35,95	10,44
37,75	10,60
39,55	10,73
41,35	10,81
43,14	10,87
45	10,87

Ind	Date	Drawn	Checked	PA	Authorized	Modifications	Nbre
A	10/01/06	P. Vola	E. Hugot	....	M. Ferrari	Changement de cotation	1
1	20/12/06	P. Vola	E. Hugot	....	M. Ferrari	ORIGINAL ISSUE	1

DEFAULT DESIGN LIMITS:
Mechanical part: ISO 2768-1&2-mK-E / ISO 2768-1&2
Surfacing: Ra3.2 / NFE 05-016

Format: A3 | Scale: 1:4 | Mass: 10.9 kg
Material: Zerodur
Treatment: ....

VLT-SPHERE
Toric Mirror

LAM
LABORATOIRE D'ASTROPHYSIQUE DE MARSEILLE

Laboratoire d'Astrophysique de Marseille
Traverse du Siphon BP8 - 13376 MARSEILLE CEDEX 12
Tél. +33 4 91 05 59 00 - Fax. +33 4 91 05 69 69 - www.oamp.fr

TMI-0001-DD-A