
Les principes fondamentaux du stockage holographique de données

A. Les procédures d'enregistrement et de lecture

Le stockage holographique de données consiste à enregistrer l'information à stocker sous forme d'hologrammes [Gabor 48, Leith 62] dans un milieu photosensible adapté. Des matériaux variés peuvent être envisagés pour stocker des hologrammes, et leur présentation interviendra dans la partie II de ce chapitre. Les hologrammes considérés dans ce manuscrit sont des hologrammes de phase. Un hologramme de ce type consiste en une figure de modulation de permittivité diélectrique (ou d'indice de réfraction) du matériau d'enregistrement. La diffraction d'un faisceau de lecture sur cette figure permet de restituer l'information contenue dans l'hologramme.

L'enregistrement d'un hologramme a lieu en faisant interférer dans le milieu choisi deux faisceaux lumineux cohérents : le faisceau de référence et le faisceau signal (cf. figure 1.1). Ces faisceaux sont en pratique la plupart du temps issus du même laser.

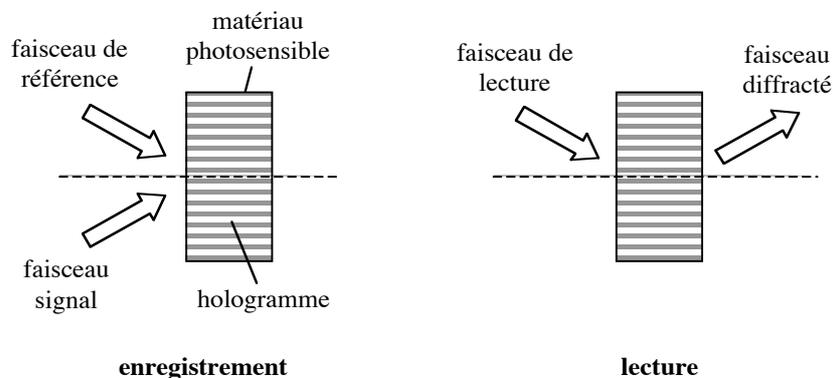


figure 1.1 : Principe d'enregistrement et de lecture d'un hologramme

Le faisceau signal est porteur de l'information à stocker, qui consiste en un nombre plus ou moins important de bits. Au cours de l'étape de lecture, seul un faisceau de lecture, identique

au faisceau de référence, est incident sur l'hologramme enregistré sur lequel il se diffracte pour restituer un faisceau analogue au faisceau signal. Une détection adaptée de ce faisceau diffracté permet donc de lire l'information stockée par l'hologramme. L'efficacité de diffraction de l'hologramme, communément notée η , permet de caractériser son aptitude à restituer l'information stockée. Elle est définie comme le rapport de la puissance du faisceau diffracté sur celle du faisceau de lecture :

$$\eta = \frac{P_{\text{diffractée}}}{P_{\text{lecture}}} \quad (1.1)$$

Plusieurs méthodes peuvent être envisagées pour coder les données dans le faisceau signal, dont les deux principales sont les suivantes. La première méthode consiste à utiliser des pages de données, qui sont communément obtenues à l'aide d'un modulateur spatial de lumière (SLM). Celui-ci se présente sous la forme d'une matrice de pixels, actuellement d'une taille typique de 1000×1000 pixels. Chaque pixel peut être commuté indépendamment entre deux états optiques, l'un opaque et l'autre transparent, et code ainsi pour l'état binaire "0" ou "1". La matrice forme ainsi une page de données contenant typiquement 10⁶ bits. L'illumination de cette matrice, usuellement par un faisceau laser collimaté, produit ainsi le faisceau signal qui sera acheminé de manière adaptée dans le milieu d'enregistrement par le montage optique du système holographique. La détection des pages de données utilise une matrice de photodétecteurs de même taille que le SLM. La seconde méthode consiste quant à elle à coder un seul bit dans le faisceau signal, les hologrammes enregistrés occupant dans ce cas un volume beaucoup plus faible qu'avec la première méthode. C'est cette méthode qui sera utilisée dans le cadre des travaux de thèse présentés dans ce manuscrit. Les deux méthodes seront présentées plus en détail dans la partie III de ce chapitre sous les appellations suivantes : stockage holographique par pages de données pour la première et stockage holographique bit à bit pour la seconde.

B. Le multiplexage d'hologrammes

Les motivations principales de la réalisation de mémoires holographiques concernent les très hautes capacités et très forts débits de lecture attendus pour cette approche de stockage [Coufal 98]. Le fait de pouvoir coder par hologramme un nombre important de bits et ainsi d'accéder en parallèle à tous les bits lors de la lecture est par exemple une solution à fort potentiel pour atteindre des débits de lecture très élevés, de l'ordre du gigabit par seconde (Gbit/s). Une telle approche diffère grandement de l'accès séquentiel aux bits utilisé

classiquement par le stockage optique surfacique (type CD ou DVD), conduisant à un débit de 11,1 Mbit/s (megabit par seconde) pour les DVD. Les fortes capacités visées, de l'ordre du teraoctet (To) sur un disque de taille standard, sont quant à elles généralement fondées sur la possibilité de multiplexer les hologrammes, à savoir d'en stocker plusieurs dans le même volume [Orlov 04].

Le multiplexage d'hologrammes consiste plus précisément à superposer plusieurs hologrammes dans le même volume, chacun étant enregistré avec un faisceau de référence propre. D'un hologramme à l'autre, un paramètre particulier du faisceau de référence est ainsi modifié de manière adaptée. Pendant la lecture, l'incidence sur les hologrammes superposés d'un faisceau de lecture correspondant à l'un des faisceaux de référence résulte alors uniquement en la détection du faisceau signal reconstruit associé : chaque hologramme peut donc être lu indépendamment des autres. Il existe de nombreuses méthodes de multiplexage, chacune se distinguant par le paramètre utilisé pour adresser les faisceaux de référence. Nous souhaitons juste ici en présenter brièvement les principales.

Le multiplexage angulaire consiste à superposer les hologrammes en variant l'angle d'incidence du faisceau de référence, assimilable à une onde plane, avec la normale au milieu d'enregistrement [Leith 66, Mok 91] (cf figure 1.2-a). Les différentes positions du faisceau de référence sont toutes contenues dans le plan défini par la normale et le faisceau signal, que nous appellerons par la suite plan signal.

Le multiplexage par codage en phase adresse les faisceaux de référence en leur assignant une figure de phase binaire [Denz 91], obtenue par exemple après passage de l'onde plane de référence au travers d'un modulateur spatial de lumière (SLM) (cf figure 1.2-b). Ces codes de phase sont choisis tels qu'ils aient des produits d'intercorrélations nuls.

Le multiplexage par translation, communément nommé "shift multiplexing" dans la littérature, utilise une onde sphérique comme faisceau de référence, le paramètre d'adressage étant la localisation du milieu holographique par rapport à cette onde [Barbastathis 96]. La translation du milieu entre les différentes positions d'enregistrement s'effectue dans le plan signal et est suffisamment petite pour que les hologrammes soient superposés de manière significative (cf figure 1.2-c).

Le multiplexage en longueur d'onde consiste quant à lui à faire varier la longueur d'onde du faisceau de référence, usuellement une onde plane, et par conséquent celle du faisceau signal [Leith 66, Rakuljic 92, Labeyrie 98] (cf figure 1.2-d). Comme les prochains chapitres de ce manuscrit le révéleront, c'est ce type de multiplexage qui est mis en avant dans le travail que nous avons effectué.

Le multiplexage péristrophique emploie comme faisceau de référence une onde plane adressée par la position rotationnelle relative du milieu holographique, l'axe de rotation choisi étant typiquement la normale à ce milieu [Curtis 94-a].

Enfin, le multiplexage par corrélation permet de superposer les hologrammes de manière similaire à celui par translation par de légers déplacements du milieu d'enregistrement. Cette méthode utilise une figure de speckle comme faisceau de référence et est basée sur les propriétés de corrélation spatiale de ce faisceau [Curtis 98, Dhar 98-a].

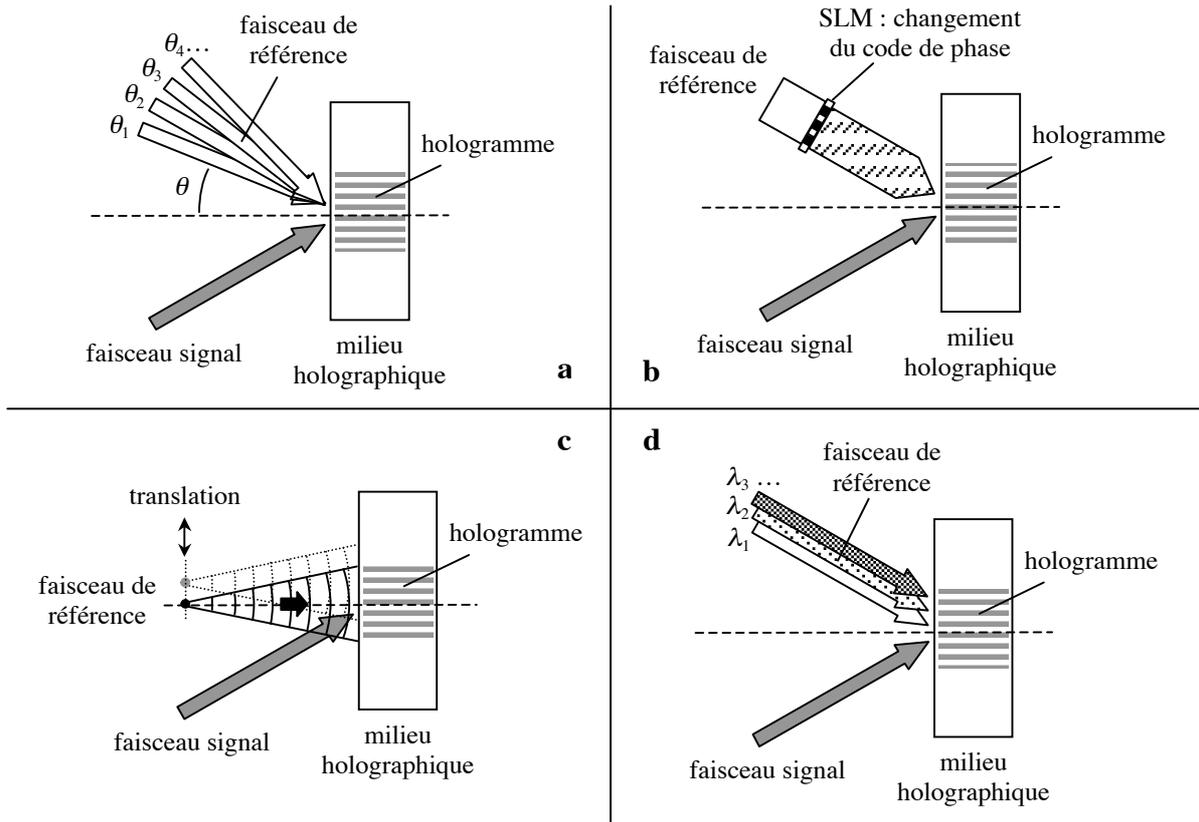


figure 1.2 : multiplexages angulaire (a), à codage en phase (b), par translation (c), en longueur d'onde (d)

Chaque méthode de multiplexage permet de superposer un nombre d'hologrammes N limité par la plage de réglage de son paramètre d'adressage et le pas nécessaire entre deux ajustements successifs de ce paramètre pour restituer indépendamment les hologrammes à la lecture. Les modalités fixant cet intervalle dépendent de la méthode et amènent à distinguer celles basées sur la sélectivité de Bragg, qui sont en pratique les plus couramment utilisées et dont font partie les multiplexages angulaire, par codage en phase, par translation et en longueur d'onde. Plus précisément, les multiplexages angulaire, par codage en phase et par translation utilisent tous les trois la sélectivité angulaire des hologrammes de volume, tandis que dans le cas du multiplexage en longueur d'onde c'est la sélectivité en longueur d'onde qui est mise en jeu. Afin d'augmenter les possibilités de multiplexage, il est à noter qu'il est

possible sous certaines conditions de combiner plusieurs méthodes [Coufal 00]. Pour les méthodes basées sur la sélectivité de Bragg, l'intervalle d'ajustement dépend en premier lieu de l'épaisseur du milieu d'enregistrement. Nous allons expliquer plus en détail l'origine de ce comportement dans la partie I.D, mais il est auparavant nécessaire d'introduire les éléments principaux de la diffraction par des hologrammes de volume, ce qui est l'objet de la partie suivante.

C. Principes de la diffraction par des hologrammes de volume

1. Diffraction volumique dans le cadre de l'approximation de Born

Considérons un repère orthonormé $(O, \vec{u}_x, \vec{u}_y, \vec{u}_z)$ de l'espace associé à un hologramme consistant en une modulation de la permittivité diélectrique du milieu d'enregistrement et occupant un volume V . Nous considérons que l'ensemble de l'espace possède le même indice de réfraction moyen que ce milieu afin de ne pas avoir à prendre en compte de discontinuité d'indice dans notre analyse. Dans tout ce manuscrit, nous postulons que la notation ε désigne la permittivité diélectrique relative. Nous supposons ici que celle-ci peut être mise sous la forme :

$$\varepsilon(\vec{r}) = \varepsilon_m + 0,5 \left(\tilde{\varepsilon}(\vec{r}) e^{i\vec{K}_r \cdot \vec{r}} + cc \right) \quad (1.2)$$

où ε_m est la permittivité diélectrique relative moyenne du milieu (n est l'indice de réfraction correspondant), \vec{K}_r le vecteur d'onde du réseau de Bragg porteur de l'hologramme et $\tilde{\varepsilon}(\vec{r})$ une modulation représentant les données stockées dans l'hologramme et possédant les deux caractéristiques suivantes. Elle est d'une part de faible amplitude, à savoir $|\tilde{\varepsilon}(\vec{r})| \ll \varepsilon_m$ quelle que soit la position considérée dans l'hologramme, et ne possède d'autre part que des fréquences spatiales très faibles devant K_r . La notation cc indique un terme complexe conjugué de celui le précédant. Nous souhaitons déterminer le champ électrique \vec{E}_D de l'onde diffractée par l'hologramme lorsqu'il est illuminé par une onde incidente \vec{E}_L . Ce calcul revient à résoudre l'équation de propagation du champ électrique total $\vec{E} = \vec{E}_L + \vec{E}_D$, somme des champs de lecture et diffracté [Pauliat 00, Coufal 00]. L'équation de propagation est issue classiquement des équations de Maxwell :

$$\nabla^2 \vec{E} + \omega^2 \mu \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E} = \nabla (\nabla \cdot \vec{E}) \quad (1.3)$$

où ∇ est la notation usuelle pour l'opérateur vectoriel de composantes cartésiennes $(\partial/\partial x, \partial/\partial y, \partial/\partial z)$, μ la perméabilité magnétique, égale à celle du vide μ_0 dans le domaine des fréquences optiques [Landau]. ω est la pulsation de l'onde lumineuse, ϵ_0 la permittivité diélectrique du vide et ϵ la permittivité diélectrique relative donnée par (1.2). $\nabla \cdot \vec{E}$ est calculé en utilisant la loi de Gauss, formulée de la manière suivante dans notre cas où le milieu est diélectrique :

$$\nabla \cdot (\epsilon \vec{E}) = \nabla \epsilon \cdot \vec{E} + \epsilon \nabla \cdot \vec{E} = 0 \quad (1.4)$$

d'où :

$$\nabla \cdot \vec{E} = -\frac{\nabla \epsilon \cdot \vec{E}}{\epsilon} \approx -\frac{\nabla \epsilon \cdot \vec{E}}{\epsilon_m} \quad (1.5)$$

Dans le calcul de $\nabla \epsilon(\vec{r})$, nous allons uniquement prendre en compte la fréquence spatiale du réseau de Bragg porteur et ainsi négliger les dérivées spatiales de $\tilde{\epsilon}(\vec{r})$, ce qui conduit à :

$$\nabla \epsilon(\vec{r}) \approx i0,5 \left(\tilde{\epsilon}(\vec{r}) e^{i\vec{K}_r \cdot \vec{r}} - cc \right) \vec{K}_r \quad (1.6)$$

L'utilisation de (1.5) et (1.6) conduit alors à une reformulation de (1.3) en :

$$\nabla^2 \vec{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_m \vec{E} = -i0,5 \nabla \left(\left(\vec{K}_r \cdot \vec{E} \right) \frac{\tilde{\epsilon}(\vec{r}) e^{i\vec{K}_r \cdot \vec{r}} - cc}{\epsilon_m} \right) - 0,5 \frac{\omega^2}{c^2} \left(\tilde{\epsilon}(\vec{r}) e^{i\vec{K}_r \cdot \vec{r}} + cc \right) \vec{E} \quad (1.7)$$

Avec la même approximation que précédemment, le premier terme de droite de (1.7) se simplifie et nous obtenons au bout du compte une équation de propagation de la forme :

$$\left(\nabla^2 + k^2 \right) \vec{E} = U(\vec{r}) \vec{E} \quad (1.8)$$

où $k = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0 \epsilon_m} = 2\pi n / \lambda$ et $U(\vec{r})$ est l'opérateur défini par :

$$U(\vec{r}) = \frac{\tilde{\epsilon}(\vec{r})}{2\epsilon_m} e^{i\vec{K}_r \cdot \vec{r}} \left[\left(\vec{K}_r - i\nabla \right) \left(\vec{K}_r \cdot \cdot \right) - k^2 \right] + \frac{\tilde{\epsilon}^*(\vec{r})}{2\epsilon_m} e^{-i\vec{K}_r \cdot \vec{r}} \left[\left(\vec{K}_r + i\nabla \right) \left(\vec{K}_r \cdot \cdot \right) - k^2 \right] \quad (1.9)$$

λ désigne la longueur d'onde dans le vide associée à la pulsation ω , et dans ce manuscrit les longueurs d'onde seront d'ailleurs toujours considérées dans le vide.

Le calcul du champ diffracté selon la relation (1.8) est donc équivalent à la résolution de la diffusion du champ électrique \vec{E} par le potentiel $U(\vec{r})$. (1.8) admet pour solution \vec{E} une série d'ordres diffractés [Cohen 73] :

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \sum_{k=1}^{\infty} \vec{E}_D^{(k)} \quad (1.10)$$

où \vec{E}_0 est une solution de l'équation sans second membre dérivée de (1.8), et $\vec{E}_D^{(k)}$ est donné par la relation de récurrence suivante, initialisée par $E_D^{(0)}(\vec{r}) = E_0(\vec{r})$:

$$(\nabla^2 + k^2) \vec{E}_D^{(k)}(\vec{r}) = U(\vec{r}) \vec{E}_D^{(k-1)}(\vec{r}) \quad (1.11)$$

Il résulte de (1.11) que $\vec{E}_D^{(k)}$ est proportionnel à $(|\tilde{\epsilon}(\vec{r})|/\epsilon_m)^k$, et avec $|\tilde{\epsilon}(\vec{r})| \ll \epsilon_m$ nous pouvons donc négliger les ordres diffractés autres que $\vec{E}_D^{(1)}$: c'est l'approximation de Born. Dans ce contexte, il est possible de considérer que le champ de lecture \vec{E}_L n'est pratiquement pas perturbé par la présence de l'hologramme et qu'il est donc assimilable à \vec{E}_0 . La résolution de (1.8) conduit alors à un champ diffracté \vec{E}_D qui peut être mis sous la forme :

$$\vec{E}_D(\vec{r}) = \int_V d^3\vec{r}' G(\vec{r} - \vec{r}') U(\vec{r}') \vec{E}_L(\vec{r}') \quad (1.12)$$

avec $G(\vec{r})$ une fonction de Green, solution de l'équation :

$$\nabla^2 G(\vec{r}) + k^2 G(\vec{r}) = \delta(\vec{r}) \quad (1.13)$$

L'approximation de Born rend donc le champ diffracté linéaire en fonction du potentiel $U(\vec{r})$.

2. Diffraction volumique de champs scalaires

Nous allons développer la relation (1.12) dans le cas d'une onde de lecture scalaire se présentant en notation complexe sous la forme suivante, sa dépendance temporelle étant omise :

$$\vec{E}_L(\vec{r}) = A_L(\vec{r}) e^{i\vec{k}_L \cdot \vec{r}} \vec{e} \quad (1.14)$$

où \vec{e} est un vecteur unitaire selon une direction arbitraire perpendiculaire à \vec{k}_L et $|\vec{k}_L| = k$ d'après nos notations précédentes. La fonction de Green choisie usuellement pour la résolution est [Cohen 73]:

$$G(\vec{r}) = -\frac{1}{4\pi} \frac{e^{ik|\vec{r}|}}{|\vec{r}|} \quad (1.15)$$

Il semble en effet cohérent que suffisamment loin du volume diffractant, le champ diffracté par chacun des volumes élémentaires le composant se comporte comme une onde sphérique divergente [Born (3)]. En considérant que l'amplitude $A_L(\vec{r})$ varie lentement dans l'espace et que ses dérivées spatiales sont donc négligeables, l'introduction de (1.9), (1.14) et (1.15) dans (1.12) conduit à :

$$\begin{aligned} \vec{E}_D(\vec{r}) = & \bar{w}_+(\vec{k}_L) \int_V d^3\vec{r}' \frac{e^{ik|\vec{r}-\vec{r}'|}}{4\pi|\vec{r}-\vec{r}'|} \frac{\tilde{\epsilon}(\vec{r}')}{2\epsilon_m} A_L(\vec{r}') e^{i(\vec{k}_L+\vec{K}_r)\cdot\vec{r}'} \\ & + \bar{w}_-(\vec{k}_L) \int_V d^3\vec{r}' \frac{e^{ik|\vec{r}-\vec{r}'|}}{4\pi|\vec{r}-\vec{r}'|} \frac{\tilde{\epsilon}^*(\vec{r}')}{2\epsilon_m} A_L(\vec{r}') e^{i(\vec{k}_L-\vec{K}_r)\cdot\vec{r}'} \end{aligned} \quad (1.16)$$

où les vecteurs $\bar{w}_+(\vec{k}_L)$ et $\bar{w}_-(\vec{k}_L)$ ont pour expressions :

$$\bar{w}_\pm(\vec{k}_L) = -k^2 \vec{e} + (\vec{K}_r \cdot \vec{e}) (\vec{K}_r \pm \vec{k}_L) \quad (1.17)$$

La relation (1.16) présente ainsi deux intégrales qui correspondent respectivement aux ordres de diffraction +1 et -1. L'absence d'ordre de diffraction supérieur provient de nos hypothèses : l'approximation de Born et l'utilisation d'un réseau de permittivité sinusoïdal. Cette relation peut en outre s'interpréter de la manière suivante. Chaque volume élémentaire de l'hologramme se comporte comme une source ponctuelle émettant une onde sphérique dont l'amplitude est proportionnelle à la modulation locale de permittivité diélectrique et à l'amplitude locale de l'onde de lecture, le champ diffracté total étant la superposition cohérente de ces ondes. L'aspect vectoriel de ces ondes n'est pas pris en compte dans la sommation effectuée. Ainsi, cette approche scalaire néglige les effets de polarisation et ne donne des résultats valides qu'à une distance suffisamment grande devant les dimensions de l'hologramme, là où les fronts d'onde des ondes sphériques sont quasiment plans.

D. La sélectivité de Bragg d'un hologramme de volume

1. Géométrie d'hologramme et approche utilisés

Nous avons vu précédemment que la plupart des méthodes de multiplexage sont basées sur un processus de sélectivité de Bragg afin de pouvoir restituer indépendamment à la lecture les hologrammes superposés. Nous allons à présent caractériser ce processus dans le cas des multiplexages angulaire et en longueur d'onde, qui sont représentatifs de l'ensemble des

comportements obtenus pour les multiplexages basés sur la sélectivité de Bragg. Nous utilisons l'approche de diffraction volumique développée précédemment et nous restreignons ici au cas simple où l'hologramme est enregistré par des ondes de référence et signal planes et lu par une onde plane selon la géométrie présentée figure 1.3.

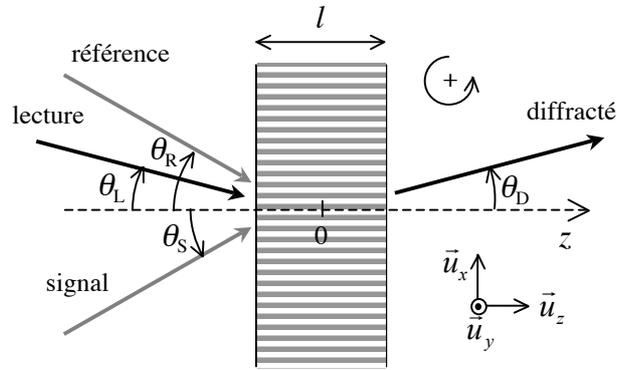


figure 1.3 : géométrie d'enregistrement et de lecture d'un hologramme plan

Comme nous souhaitons étudier le multiplexage en longueur d'onde, nous sommes amenés à distinguer les nombres d'onde à l'écriture et à la lecture, notés respectivement k_0 et k . Nous avons donc $\vec{E}_R = e^{ik_0(z \cos \theta_R + x \sin \theta_R)} \vec{u}_y$ et $\vec{E}_S = e^{ik_0(z \cos \theta_S + x \sin \theta_S)} \vec{u}_y$ et ces ondes conduisent à un terme de déphasage près à un profil de permittivité (1.2) où $\tilde{\varepsilon}(\vec{r})$ est défini par :

$$\tilde{\varepsilon}(\vec{r}) = \delta\varepsilon \text{rect}(z/l) \quad (1.18)$$

où $\delta\varepsilon$ caractérise l'amplitude du réseau produit, de vecteur $\vec{K}_r = \vec{k}_S - \vec{k}_R$, avec $\delta\varepsilon \ll \varepsilon_m$. Nous supposons pour simplifier que le réseau est uniquement limité selon \vec{u}_z par l'épaisseur du matériau et qu'il s'étend à l'infini dans les directions perpendiculaires. L'onde plane de lecture est représentée par $\vec{E}_L = e^{ik(z \cos \theta_L + x \sin \theta_L)} \vec{u}_y$.

Pour caractériser l'onde diffractée par le réseau, nous allons étudier sa décomposition en ondes planes en reformulant la relation (1.16) par le biais d'une analyse de Fourier. Pour une description complète de cette analyse, le lecteur pourra se référer au premier chapitre de la référence [Coufal 00] ou à la référence [Pauliat 00]. Dans le cas présent où l'axe optique est selon \vec{u}_z et l'hologramme possède une ouverture infinie, nous définissons le spectre diffracté par :

$$\vec{F}_D(\vec{k}_D, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} dx dy \vec{E}_D(\vec{r}) e^{-i\vec{k}_D \cdot \vec{r}} \quad (1.19)$$

En y introduisant la relation (1.16) et en utilisant la décomposition de Fourier de la fonction de Green (1.15), il est possible de montrer que (1.19) peut se reformuler en :

$$\vec{F}_D(\vec{k}_D, z) = \frac{ie^{-ik_{Dz}z}}{2} \vec{C}_D(\vec{k}_L, \vec{k}_D) \quad (1.20)$$

où $k_{Dz} = \vec{k}_D \cdot \vec{u}_z$ et $\vec{C}_D(\vec{k}_L, \vec{k}_D)$ représente l'amplitude de la composante diffractée se propageant selon \vec{k}_D lorsque l'hologramme est illuminé par une onde plane se propageant selon \vec{k}_L . Celle-ci est donnée par :

$$\vec{C}_D(\vec{k}_L, \vec{k}_D) = \frac{\vec{w}_+(\vec{k}_L)}{2\varepsilon_m k_{Dz}} \int_V d^3\vec{r}' \tilde{\varepsilon}(\vec{r}') e^{i(\vec{k}_L - \vec{k}_D + \vec{k}_r) \cdot \vec{r}'} + \frac{\vec{w}_-(\vec{k}_L)}{2\varepsilon_m k_{Dz}} \int_V d^3\vec{r}' \tilde{\varepsilon}^*(\vec{r}') e^{i(\vec{k}_L - \vec{k}_D - \vec{k}_r) \cdot \vec{r}'} \quad (1.21)$$

Pour le réseau étudié ici, en supposant que l'onde de lecture est dans les environs angulaires immédiats de l'onde de référence, seule la première intégrale de (1.21), correspondant à l'ordre +1, conduit à une expression non négligeable. Dans le cadre des travaux présentés dans ce manuscrit, nous nous placerons exclusivement au voisinage de l'ordre +1 et pourrons toujours négliger l'intégrale de l'ordre -1. Dans le cas présent, la norme de (1.21) est ainsi donnée par l'expression suivante :

$$C_D(\vec{k}_L, \vec{k}_D) = \frac{-k^2 \delta \varepsilon l}{4\varepsilon_m k_{Dz}} \delta(k_0(\sin\theta_S - \sin\theta_R) + k \sin\theta_L - k_{Dx}) \delta(k_{Dy}) \times \text{sinc}\left[\frac{l}{2}(k_0(\cos\theta_S - \cos\theta_R) + k \cos\theta_L - k_{Dz})\right] \quad (1.22)$$

Le champ diffracté a donc une unique composante onde plane définie par :

$$k_{Dx} = k_0(\sin\theta_S - \sin\theta_R) + k \sin\theta_L ; k_{Dy} = 0 ; |k_D| = k \quad (1.23)$$

2. Application au multiplexage angulaire

Pour étudier le multiplexage angulaire, nous pouvons poser $k_0 = k$ et supposons que θ_L est proche de θ_R , à savoir $\theta_L = \theta_R + \Delta\theta$ avec $|\Delta\theta| \ll \theta_R$. Nous obtenons ainsi $k_{Dz} = k(\cos\theta_S - \Delta\theta \tan\theta_S \cos\theta_R)$, et l'onde diffractée peut être exprimée par :

$$\vec{E}_D \approx \frac{-k\delta\varepsilon l}{4\varepsilon_m \cos\theta_S} e^{i\vec{k}_D \cdot \vec{r}} \text{sinc}\left(k\Delta\theta \frac{\sin(\theta_S - \theta_R)l}{\cos\theta_S} \frac{l}{2}\right) \vec{u}_y \quad (1.24)$$

ce qui donne pour efficacité de diffraction du réseau :

$$\eta = \frac{|E_D|^2}{|E_L|^2} \approx \left(\frac{k\delta\epsilon l}{4\epsilon_m \cos\theta_S} \right)^2 \text{sinc}^2 \left(k\Delta\theta \frac{\sin(\theta_S - \theta_R) l}{\cos\theta_S} \right) \quad (1.25)$$

Celle-ci est représentée figure 1.4 en fonction du paramètre $\Delta\theta$ pour $\theta_S = -\theta_R = 20^\circ$, $n = 1,5$, $\lambda = 500 \text{ nm}$ et $l = 1 \text{ mm}$. Elle est maximale lorsque l'onde plane de lecture est identique à l'onde plane de référence, et l'onde plane diffractée possède alors le même vecteur d'onde que l'onde plane signal. Il est communément défini que lorsque ce maximum est atteint, l'accord de Bragg est vérifié pour l'hologramme lu. Cette condition d'accord de Bragg peut être généralisée sous la forme suivante :

$$\vec{k}_D - \vec{k}_L = \vec{K}_r \quad (1.26)$$

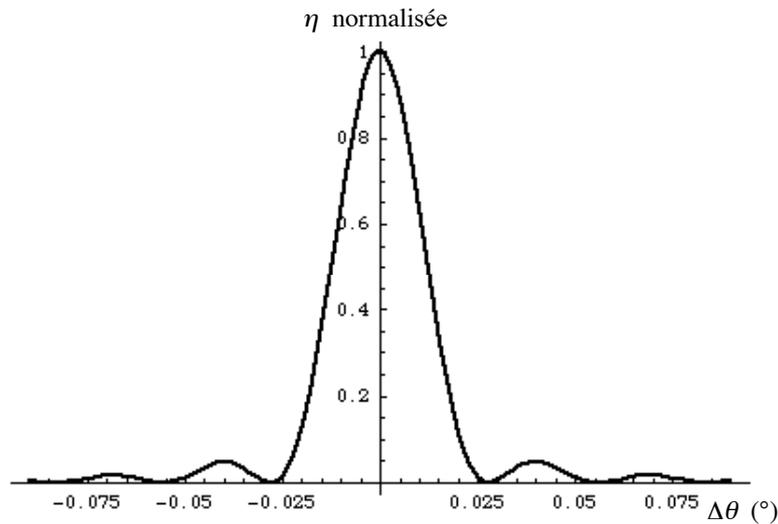


figure 1.4 : efficacité de diffraction normalisée d'un réseau de Bragg en fonction de la rotation $\Delta\theta$ par rapport à la position angulaire de référence

Les paramètres utilisés pour tracer la figure 1.4 conduisent à une configuration d'enregistrement d'hologrammes dite en transmission, caractérisée par le fait que les projections des vecteurs d'onde référence et signal sur \vec{u}_z sont de même signe. L'inverse se produirait pour un enregistrement en réflexion, à savoir faisceaux référence et signal seraient incidents sur le milieu holographique par des faces opposées.

A l'accord de Bragg, l'efficacité de diffraction donnée par (1.25) se simplifie en l'expression de référence suivante, valable dans le cadre de l'approximation de Born où $\delta\epsilon = 2n\delta n$:

$$\eta \approx \left(\frac{\pi \delta n l}{\lambda \cos \theta_s} \right)^2 \quad (1.27)$$

Le terme efficacité de diffraction implique d'ailleurs en langage courant de manière sous-entendue que l'on se place à l'accord de Bragg.

Il existe une plage angulaire $\Delta\theta = 2\Delta\theta_B$ autour de la position d'accord de Bragg pour laquelle l'efficacité de diffraction diminue avant de s'annuler une première fois. $\Delta\theta_B$ est défini comme la sélectivité de Bragg de l'hologramme, sélectivité angulaire dans le cas présent, et vaut ainsi :

$$\Delta\theta_B \approx \frac{\lambda \cos \theta_s}{n l \sin(\theta_s - \theta_r)} \quad (1.28)$$

Supposons qu'un second hologramme soit enregistré avec le même faisceau signal mais avec un faisceau de référence d'incidence $\theta_r + j\Delta\theta_B$, où j est un entier. Si la lecture des hologrammes superposés est effectuée à cette même incidence, seul le second hologramme va alors diffracter, tandis que le premier ne peut être détecté. Si la condition $|j\Delta\theta_B| \ll \theta$ est vérifiée, il est également possible de considérer qu'à l'incidence θ_r seul le premier hologramme diffracte. Au bout du compte, pour une plage d'incidence donnée du faisceau de référence, il est possible de multiplexer de la sorte un nombre d'autant plus grand d'hologrammes que $\Delta\theta_B$ est petit. Comme au vu de la relation (1.28) la sélectivité de Bragg est inversement proportionnelle à l'épaisseur du milieu, ceci explique que le stockage holographique vise à exploiter des matériaux les plus épais possibles pour accroître les capacités.

3. Application au multiplexage en longueur d'onde

Pour traiter le cas du multiplexage en longueur d'onde, nous pouvons cette fois poser $\theta_r = \theta_l$ et considérons que la longueur d'onde de lecture λ est proche de celle d'écriture λ_0 : $\lambda = \lambda_0 + \Delta\lambda$ avec $\Delta\lambda \ll \lambda_0$. A ce décalage en longueur d'onde correspond un décalage en nombre d'onde Δk donné par $\Delta k \approx -2\pi m \Delta\lambda / \lambda_0^2$. Nous obtenons de manière similaire au cas du multiplexage angulaire l'efficacité de diffraction suivante :

$$\eta \approx \left(\frac{k \delta \varepsilon l}{4 \varepsilon_m \cos \theta_s} \right)^2 \text{sinc}^2 \left[\Delta k \left(\frac{\cos(\theta_r - \theta_s) - 1}{\cos \theta_s} \right) \frac{l}{2} \right] \quad (1.29)$$

dont se dérive la sélectivité de Bragg en longueur d'onde $\Delta\lambda_B$:

$$\Delta\lambda_B \approx \frac{\lambda_0^2}{nl} \frac{\cos\theta_S}{1 - \cos(\theta_R - \theta_S)} \quad (1.30)$$

De cette relation se déduit le fait que pour un faisceau signal perpendiculaire au milieu holographique ($\theta_S = 0$), la configuration optimale d'enregistrement est en contre-propageant puisque la sélectivité de Bragg est minimisée pour $\theta_R = \pi$. Ceci explique qu'une telle configuration sera utilisée dans les systèmes basés sur le multiplexage en longueur d'onde présentés dans les chapitres suivants de ce manuscrit. La sélectivité de Bragg est donnée dans ce cas par :

$$\Delta\lambda_B \approx \frac{\lambda_0^2}{2nl} \quad (1.31)$$

Dans cette présentation du multiplexage en longueur d'onde, nous avons supposé que $\theta_R = \theta_L$, mais il est à noter que d'après la relation (1.26) et dans le cas d'ondes planes, il est possible pour un vecteur \vec{K}_r donné de trouver à une incidence θ_L différente de θ_R une longueur d'onde de lecture autre que celle d'écriture qui permettra de vérifier l'accord de Bragg.

4. Utilisation pratique de la sélectivité de Bragg pour le stockage de données

La présentation de la sélectivité de Bragg effectuée dans cette partie permet de comprendre comment il est possible d'en tirer parti pour multiplexer des hologrammes. Elle a toutefois supposé certaines hypothèses simplificatrices. Tout d'abord, elle a supposé des dimensions transverses de l'hologramme infinies, ce qui n'est pas réalisé en pratique. La prise en compte de ces dimensions finies L_1 et L_2 modifie la relation (1.22) en :

$$C_D(\vec{k}_L, \vec{k}_D) \propto \text{sinc}\left(\frac{L_1}{2} \vec{K}_\Sigma \cdot \vec{u}_x\right) \text{sinc}\left(\frac{L_2}{2} \vec{K}_\Sigma \cdot \vec{u}_y\right) \text{sinc}\left(\frac{l}{2} \vec{K}_\Sigma \cdot \vec{u}_z\right) \quad (1.32)$$

où $\vec{K}_\Sigma = \vec{K}_r + \vec{k}_L - \vec{k}_D$. L'onde diffractée par une onde de lecture plane n'est donc pas elle-même strictement plane. Tant que $l \ll L_{1,2}$, c'est toutefois bien la direction \vec{u}_z qui impose la sélectivité de Bragg vis à vis de l'onde de lecture. Les trois sinus cardinaux de cette relation expriment en fait la diffraction par les trois dimensions finies de l'hologramme, les deux premiers par l'ouverture d'entrée et le dernier par l'épaisseur.

En outre, nous avons considéré comme faisceau signal une simple onde plane. Le codage de données effectué par exemple avec un SLM dans ce faisceau conduit en pratique à élargir son spectre spatial et ainsi à enregistrer un cône de réseaux très peu ouvert autour du réseau porteur \vec{K}_r . De ce fait, même si plusieurs hologrammes sont superposés de sorte que les différents réseaux porteurs soient adressés indépendamment grâce à la sélectivité de Bragg, une diaphonie résiduelle sera présente du fait de l'élargissement précédemment décrit et d'autant plus importante que les hologrammes sont nombreux [Curtis 94-b].

Il est par ailleurs intéressant de noter que la relation (1.32) a été utilisée dès les années 60 pour donner une estimation théorique de la densité d'information maximale permise par le stockage holographique. En notant D_{vol}^{lim} cette densité volumique limite exprimée en bits par unité de volume, celle-ci est estimée par l'ordre de grandeur $D_{vol}^{lim} \approx 1/(n\lambda)^3$, où λ est la longueur d'onde utilisée à l'enregistrement dans un matériau d'indice n [Heerden 63, Jansson 80, Brady 93, Alves 95]. Pour $\lambda = 400$ nm et $n = 1,5$ dans un volume de 1 cm^3 , cela correspond à une capacité très attractive de $5 \cdot 10^{12}$ bits. Cet ordre de grandeur correspond à la limite de diffraction, c'est à dire que le matériau est supposé parfait. Il est obtenu en considérant que tous les réseaux de Bragg issus du balayage de l'ensemble des directions de l'espace par les vecteurs d'onde référence et signal ont été enregistrés, avec pour seule restriction que lors de la lecture d'un réseau donné, tous les autres réseaux se trouvent en dehors de la zone de sélectivité de Bragg afin qu'ils ne causent pas de diaphonie. Il n'est donc pas du tout tenu compte de la manière dont les hologrammes sont multiplexés. Cette densité maximale n'a ainsi en pratique jamais été atteinte du fait des imperfections relatives au matériau d'enregistrement et des limitations accompagnant chaque technique de multiplexage.

Enfin, à titre de comparaison par rapport au multiplexage basé sur la sélectivité de Bragg, une autre catégorie de méthodes de multiplexage, dites fractales, visent à lire des hologrammes superposés non pas en restituant sélectivement l'un des faisceaux signal pendant que les autres sont "éteints", mais en reconstruisant la plupart d'entre eux selon des directions spatiales suffisamment distinctes pour que la détection ne puisse s'effectuer que sur le faisceau voulu. Parmi ces méthodes se trouvent le multiplexage péristrophique ainsi que des dérivés du multiplexage angulaire et par translation, où l'adressage des faisceaux de référence se fait dans un plan perpendiculaire au plan signal. Il est à noter que pour une épaisseur du matériau donnée, le nombre d'hologrammes multiplexables par ces méthodes est moindre que par celles basées sur la sélectivité de Bragg [Pu 96, Waldman 03].

E. L'optimisation des performances du stockage holographique de données

Comme nous l'avons mentionné auparavant, les mémoires holographiques ont un fort potentiel pour obtenir des capacités très importantes conjuguées à des débits de lecture qui le sont tout autant. Les points principaux de la stratégie à suivre pour obtenir de telles performances sont les suivants. Le paramètre clé pour caractériser la capacité des mémoires holographiques par rapport aux autres dispositifs de stockage est la densité surfacique de données, notée D_{3D} , à savoir le nombre de bits stockés par unité de surface du milieu d'enregistrement. La surface considérée est bien entendu celle par laquelle accède le faisceau de lecture, et les bits à prendre en compte ceux enregistrés dans le volume sous-jacent à l'unité de surface. D_{3D} est proportionnelle d'une part à la densité surfacique de bits par hologramme, notée D_{2D} , et d'autre part au nombre N d'hologramme qu'il est possible de multiplexer. Le débit de lecture est quant à lui proportionnel au nombre de bits stockés par hologramme et à l'intensité du signal diffracté par hologramme. Capacité et débit sont ainsi des performances intimement liées, et ce non seulement par le nombre de bits contenus par hologramme, mais aussi du fait de la dépendance de l'intensité diffractée par hologramme en fonction de N .

En effet, par la relation (1.2) nous avons considéré la présence d'un hologramme unique pour calculer l'amplitude qu'il diffracte, mais le même raisonnement est généralisable à N hologrammes multiplexés. Dans le cas d'un hologramme unique, notons $\delta\varepsilon_{\max} = \left| \tilde{\varepsilon}(\vec{r}) \right|_{\max}$ l'amplitude maximale de modulation de permittivité diélectrique utilisée pour l'enregistrer. Celle-ci est directement liée aux performances permises par le milieu holographique. Dans le cas de N hologrammes, la relation (1.2) devient :

$$\varepsilon(\vec{r}) = \varepsilon_m + 0,5 \sum_{p=1}^N \left(\varepsilon_p(\vec{r}) e^{i\vec{K}_{r,p} \cdot \vec{r}} + cc \right) \quad (1.33)$$

et dans la perspective d'obtenir des signaux équivalents en intensité pour la lecture de chaque hologramme, il est légitime de considérer que $\delta\varepsilon_{p,\max}$ est constant quel que soit p et qu'il est issu de la répartition équitable de $\delta\varepsilon_{\max}$ de telle sorte que :

$$\delta\varepsilon_{p,\max} = \frac{\delta\varepsilon_{\max}}{N} \quad (1.34)$$

D'après (1.16), l'amplitude diffractée par un hologramme étant proportionnelle à $\delta\varepsilon_{p,\max}$, il en résulte que l'intensité diffractée par hologramme décroît en $1/N^2$. Ce comportement dû au multiplexage peut être formalisé de la manière générale suivante. Dans le cadre de l'approximation de Born, que nous considérerons toujours valide pour le stockage holographique de données, l'efficacité de diffraction η d'un hologramme individuel multiplexé parmi N hologrammes est donnée par la relation :

$$\eta = \left(\frac{M_{\#}}{N} \right)^2 \quad (1.35)$$

où $M_{\#}$ réfère à une quantité que nous appellerons par la suite dynamique holographique du système de mémoire considéré [Mok 96]. Cette dynamique dépend des propriétés du matériau d'enregistrement, notamment la modulation d'indice qu'il peut supporter. Elle est aussi influencée par des paramètres du système optique d'enregistrement-lecture, comme ceux déterminant le taux de modulation et la forme des figures d'interférence d'enregistrement.

Le multiplexage d'un nombre N important d'hologrammes pour augmenter la capacité se fait donc au détriment de la quantité de signal restituée par chaque hologramme à la lecture. Il existe de ce fait un nombre N maximal fixé par l'efficacité de diffraction minimale acceptable pour que la détection se fasse de manière convenable. Il est en effet nécessaire que la détection soit effectuée avec un rapport signal sur bruit suffisamment fort pour obtenir au bout du compte un taux d'erreur aussi faible que possible dans l'information restituée par diffraction par rapport aux données codées dans l'hologramme. Lorsque le signal diffracté par hologramme diminue, le rapport signal sur bruit est amené à décroître car les sources principales de bruit ne dépendent pas de N , à savoir la diffusion du faisceau de lecture par le système holographique et le bruit inhérent au détecteur utilisé (capteur CCD ou CMOS par exemple). Une solution pour augmenter le rapport signal sur bruit consiste alors à accroître le temps d'intégration du détecteur, ce qui se fait bien sûr au détriment du débit de lecture.

En résumé, l'accroissement de la capacité des mémoires holographiques peut être effectué en augmentant D_{2D} et N . D_{2D} dépend à la fois du nombre de bits par hologramme et de l'ouverture numérique utilisée pour imager le faisceau signal dans le milieu holographique. N ne peut être augmenté au delà d'un certain seuil fixé tout d'abord par la limite intrinsèque au type de multiplexage utilisé. Il dépend en outre de l'efficacité de diffraction minimale acceptable par hologramme pour que la détection se fasse avec un débit convenable. Ce débit