

MEMOIRES HOLOGRAPHIQUES DE VOLUME

Le DVD commence à peine à s'établir comme substitut du CD-Rom qu'un nouveau candidat se pointe à l'horizon pour lui damer le pion. Avec un temps d'accès de quelques microsecondes, un débit de quelques milliards de *bit/s* et une capacité de stockage de l'ordre de 10^{12} *octets* ..., la **mémoire holographique**, pour accomplir ces prodiges, utilise la troisième dimension, les données étant stockées sous forme d'hologrammes à l'intérieur d'un cristal photosensible et non plus seulement en surface comme c'est le cas pour les disques optiques.

Pour les données binaires, la capacité théorique d'une mémoire optique de volume est égale au volume du matériau divisé par le volume du plus petit détail accessible optiquement, soit environ λ^3 , λ étant la longueur d'onde du rayonnement utilisé ; ceci permettrait d'imaginer des capacités théoriques gigantesques, de 10^{14} bit par cm^3 ...!

Il n'y a pas si longtemps, l'unité courante de capacité était le kilooctet (Ko) ; aujourd'hui le gigaoctet (Go) est entré dans les mœurs avec les disques magnétiques et les micro-ordinateurs ; les systèmes importants de stockage ont des capacités de l'ordre du téraoctet (To). Parallèlement, la valeur du temps d'accès aux données devient un enjeu économique pour les entreprises qui appuient leurs décisions sur l'exploitation de l'information. Pour fixer quelques ordres de grandeur, rappelons qu'une mammographie implique un volume d'images de quelques Go, une heure d'un programme TVHD (même compressé) nécessite 45 Go avec un débit de 100 Mbit/s et une heure de cinéma numérique atteint 9,3 To pour un débit de 20 Gbit/s (l'ensemble des critères permettant de comparer les performances des divers supports d'information est rassemblé en fin de document, Annexe B).

Les mémoires holographiques sont destinées à servir de mémoires de masse pour la microinformatique, pour l'archivage de documents et pour la diffusion à haut débit d'images ou de vidéos numériques à travers les réseaux de télécommunications. Alors que les données sont enregistrées bit par bit par les techniques actuelles, l'holographie promet d'écrire ou de lire un million de bits d'un seul flash de lumière, autorisant un débit de données de 1 Gbit/s.

HOLOGRAPHIE

C'est le physicien anglo-hongrois Dennis GABOR qui, en 1947, inventa la théorie de l'holographie alors qu'il cherchait à améliorer la résolution d'un microscope électronique. Voulant observer les atomes, il cherchait à augmenter le contraste en jouant sur les intensités ; ses tentatives échouaient parce qu'il perdait de l'information sur les ondes lumineuses réfractées et notamment leur phase. Les recherches en holographie piétinèrent tant que les sources de lumière n'étaient pas cohérentes, obstacle levé avec l'apparition du laser en 1962. GABOR obtint le prix Nobel de Physique en 1971.

Le terme holographie vient des mots grecs "holos" qui signifie "un tout" et "grapho" écrire. L'holographie consiste à enregistrer par interférométrie sur un support photosensible l'onde lumineuse réfléchie, diffusée ou diffractée par un objet convenablement éclairé, puis à restituer à loisir cette onde lumineuse à partir de l'enregistrement appelé hologramme.

ENREGISTREMENT D'UN HOLOGRAMME MINCE

La source d'éclairage est un laser qui, de par ses cohérences spatiale et temporelle permet la création d'interférences lumineuses de bon contraste. Ces interférences peuvent être enregistrées sur des milieux photosensibles variés (plaques, fils, photopolymères, cristaux) et sous différentes formes (variations de densité optique, d'épaisseur, d'indice de réfraction), conduisant à des hologrammes d'amplitude et de phase.

La figure 1 décrit le principe de l'enregistrement d'un hologramme : la source S éclaire l'objet qui diffuse (onde Σ) la lumière qu'il reçoit. Pour enregistrer cette onde Σ (avec sa phase φ) il faut la faire interférer avec une onde de référence (Σ_R) issue également de S, grâce au miroir M_R . Σ et Σ_R interfèrent dans tout l'espace où elles se superposent et le film photographique H enregistre une fraction de ces interférences (l'émulsion photographique devant avoir un grain suffisamment fin pour capter un phénomène qui se manifeste à l'échelle de la longueur d'onde). Après développement photo, on dispose d'un hologramme ayant emmagasiné l'onde Σ en amplitude et en phase.

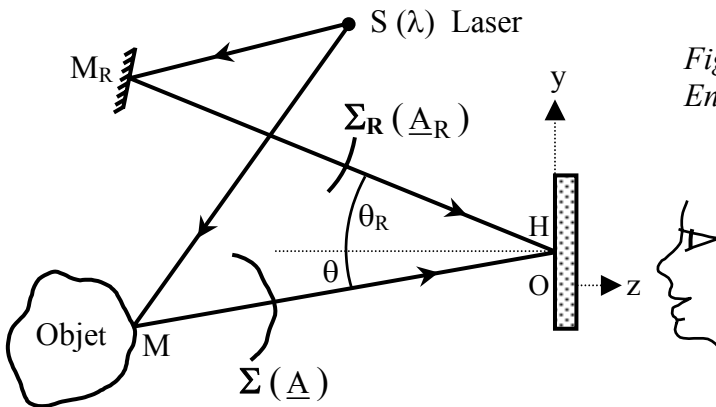


Figure 1 :
Enregistrement de l'hologramme

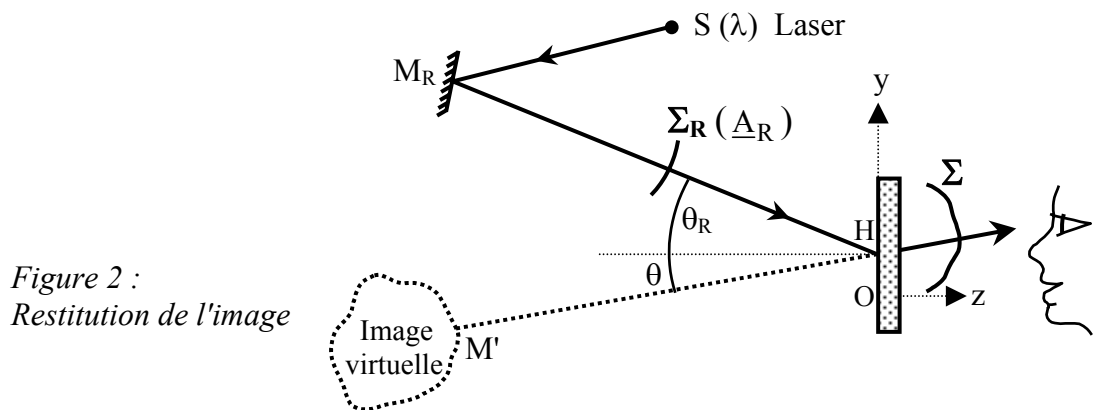


Figure 2 :
Restitution de l'image

Lors de l'enregistrement, les ondes Σ et Σ_R , quasiplanes, représentées par les champs électriques d'amplitudes complexes \underline{A} et \underline{A}_R , de pulsation ω , de phases φ et φ_R et de vecteurs d'onde \vec{k} et \vec{k}_R interfèrent en H pour donner un éclairement E proportionnel à :

$$|\underline{A}|^2 + |\underline{A}_R|^2 + \underline{A} \cdot \underline{A}_R^* \exp[j(\vec{k}_R - \vec{k}) \cdot \vec{r}] + \underline{A}^* \cdot \underline{A}_R \exp[-j(\vec{k}_R - \vec{k}) \cdot \vec{r}], \text{ ce qui s'écrit encore}$$

$$|\underline{A}|^2 + |\underline{A}_R|^2 + 2 \cdot |\underline{A}| |\underline{A}_R| \cos[(\vec{k}_R - \vec{k}) \cdot \vec{r}] \text{ ou } E_0 [1 + \mathcal{C} \cdot \cos(\varphi_R - \varphi)], \text{ avec } E_0 \text{ l'éclairement}$$

moyen et \mathcal{C} le contraste des franges. Le premier terme d'interférence $\underline{A} \cdot \underline{A}_R^* \exp[j(\vec{k}_R - \vec{k}) \cdot \vec{r}]$ contient toutes les informations de l'onde objet. Pour avoir une reproduction fidèle, on impose à $|\underline{A}_R|$ d'être indépendant du vecteur position \vec{r} et d'être beaucoup plus grand que $|\underline{A}|$.

L'hologramme est ensuite développé par un procédé chimique, de sorte que la transparence en amplitude, après développement et pour un temps de pose bien choisi, soit une fonction linéaire de l'éclairement E : $t(x, y) = t_0 - \alpha \cdot E(x, y)$ et puisse reproduire la figure d'éclairement qui l'a produite.

RESTITUTION DE L'IMAGE DE L'OBJET A PARTIR DE L'HOLOGRAMME MINCE

65 Pour restituer l'onde Σ , on éclaire le film photographique à l'aide d'une onde de lecture $|\underline{A}_L| \exp[j(\omega t - \vec{k}_L \cdot \vec{r})]$ ayant un champ électrique d'amplitude complexe \underline{A}_L , de pulsation ω , de vecteur d'onde \vec{k}_L ; l'hologramme diffracte une onde qui se divise en trois composantes respectivement associées aux trois termes de la figure d'interférences. Ainsi la composante produite par le premier terme d'interférence $\underline{A}_R^* \exp[j(\vec{k}_R - \vec{k}) \cdot \vec{r}]$, proportionnelle à la quantité

70 $\underline{A}_R^* \underline{A}_L \exp[j(\omega t - (\vec{k} - \vec{k}_R + \vec{k}_L) \cdot \vec{r})]$, est émise dans la direction $(\vec{k} - \vec{k}_R + \vec{k}_L)$ et correspond à une diffraction dans l'ordre +1 sur le réseau que constitue l'hologramme.

Si $\vec{k}_L = \vec{k}_R$, le signal diffracté dans l'ordre +1 reproduit exactement l'onde objet Σ (voir détails des calculs de diffraction en Annexe C). Si $\vec{k}_L \neq \vec{k}_R$, l'onde diffractée existe encore (quel que soit \vec{k}_L ou λ_L), mais il n'en sera plus de même dans le cas de l'hologramme épais. L'image observée est virtuelle comme le montre la figure 2.

75

HOLOGRAMME EPAIS

Un hologramme épais est équivalent à la juxtaposition d'une série d'hologrammes minces. Si $\vec{k}_L \neq \vec{k}_R$, les ondes d'ordre +1 diffractées (vecteur d'onde \vec{k}_D) par les différentes couches ne sont plus en phase, et si ces différences sont importantes, les interférences sont totalement destructives et l'efficacité de la diffraction est nulle (figure 3a). Les ondes diffractées interfèrent donc de façon constructive si les ondes L et R sont identiques (figure 3b). Cette condition d'accord de phase dite condition de Bragg permet de distinguer des hologrammes qui occupent le même espace physique.

80 Elle s'exprime sous la forme : $\vec{k} - \vec{k}_R = \vec{k}_L - \vec{k}_D = \vec{K}$, \vec{K} étant un vecteur spécifique du cristal (relié à sa structure cristallographique et à ses paramètres de maille). La restitution sera optimale si les deux ondes coïncident à la fois en longueur d'onde, en angle d'incidence ou en structure spatiale de phase.

85

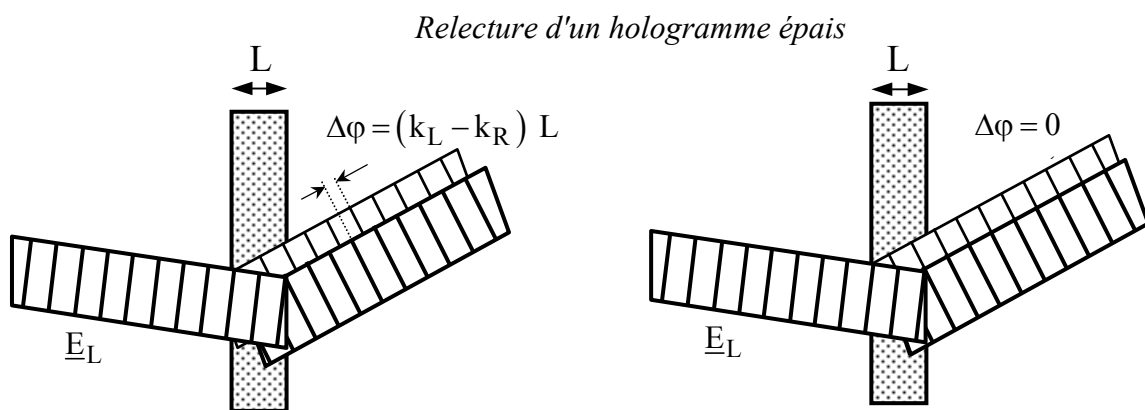


Figure 3a : hors condition de Bragg

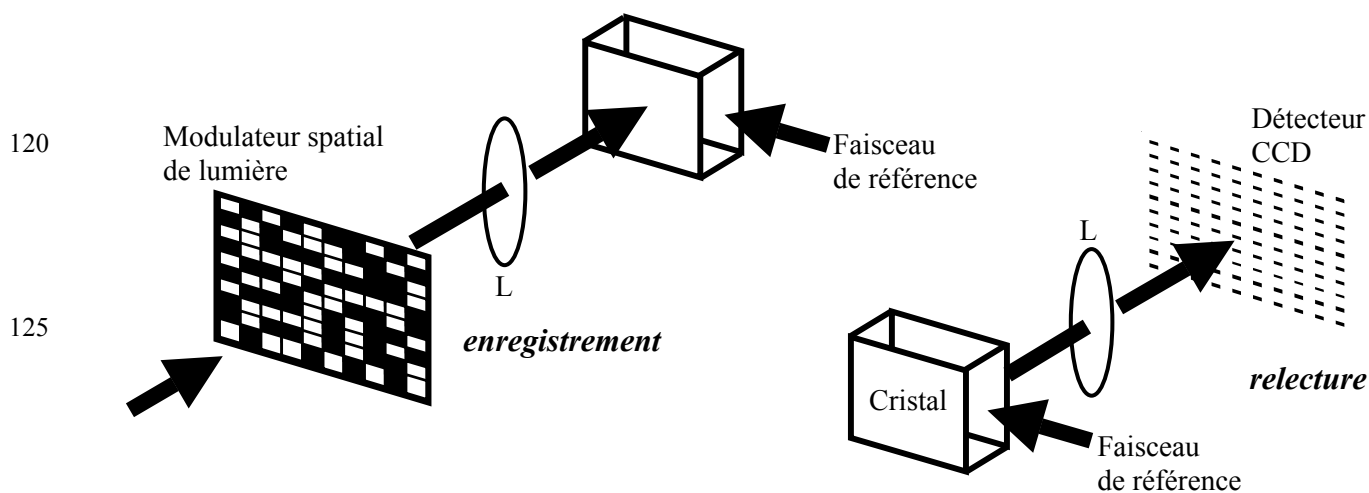
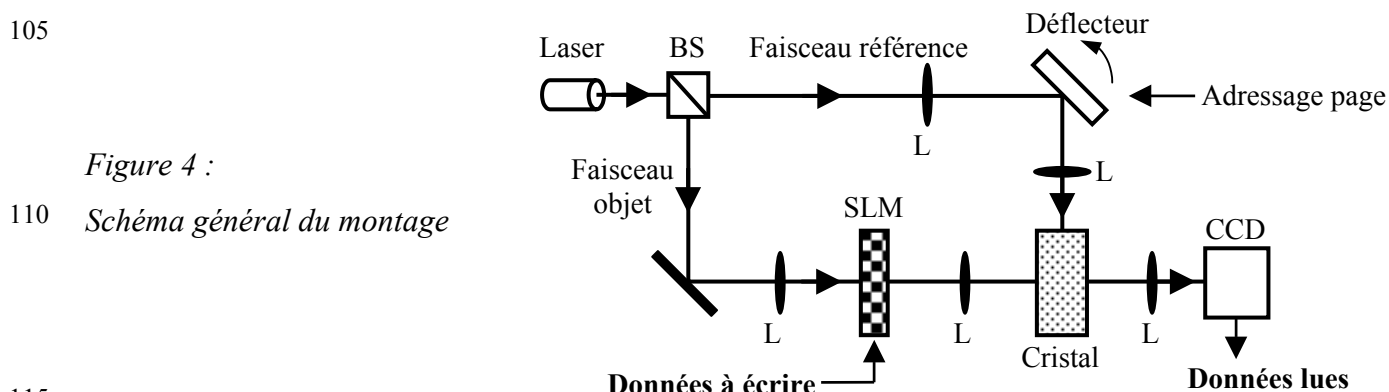
Figure 3b : avec condition de Bragg

Chaque hologramme sera donc enregistré avec un faisceau objet contenant des informations et un faisceau référence dont l'une des trois caractéristiques précédentes est modifiée à chaque nouvel enregistrement. N'importe laquelle de ces caractéristiques sert d'**adresse** pour l'image (on parle alors de **multiplexage** par longueur d'onde, angulaire ou de codage en phase). A la relecture, si le faisceau R porte la bonne adresse de l'image, celle-ci sera restituée sans diaphonie.

90

DISPOSITIF POUR L'ENREGISTREMENT ET LA LECTURE DES HOLOGRAMMES

Le faisceau laser est séparé, grâce à un cube séparateur (BS) en deux faisceaux respectivement appelés "référence" et "objet", comme le montre la figure 4. Pour l'enregistrement, le faisceau est agrandi (L = lentille adaptative) afin d'illuminer complètement un SLM (*modulateur spatial de lumière*, voir description en Annexe D) dont le but est de transférer les données au faisceau objet sous forme d'une page de *pixels* ; ce faisceau objet est ensuite focalisé sur le cristal photosensible où il interfère avec le faisceau de référence qui, lui, a subi une réflexion sur un déflecteur (dont la position angulaire est programmable). De cette interaction naît un motif d'interférences qui modifie les propriétés physico-chimiques du cristal. A la lecture, l'éclairement par le faisceau de référence conduit à une diffraction de la lumière qui reconstitue le faisceau objet avec sa page de données ; il ne reste plus qu'à diriger le faisceau vers une caméra CCD (voir Annexe D) qui capture instantanément la page digitale, la décode et la transmet à un ordinateur.

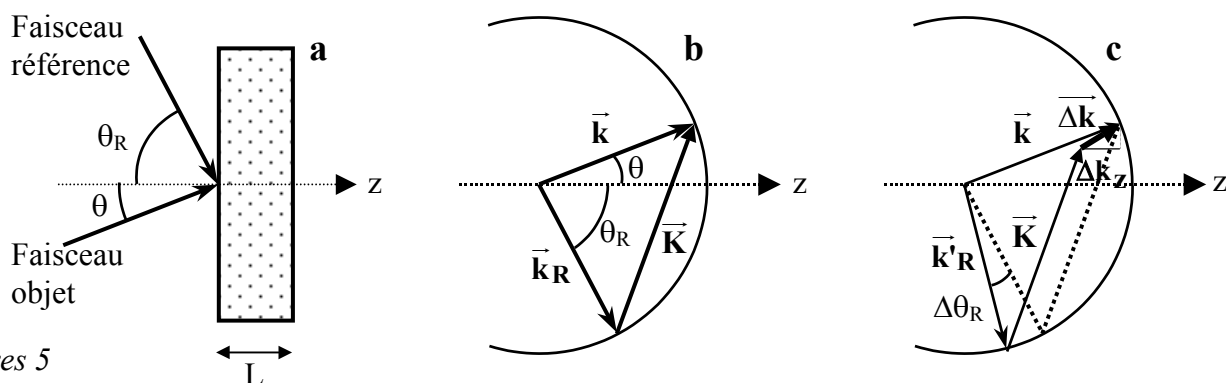


MULTIPLEXAGE PAR LONGUEUR D'ONDE

L'inclinaison des faisceaux objet et référence demeurant constante, la longueur d'onde du laser varie d'une exposition à une autre. Pour avoir une diffraction significative, la théorie montre que l'écart en fréquence doit être $\Delta\nu = \frac{c/n}{L (\cos \theta + \cos \theta_R)}$, ce qui pour un laser accordable de 800 à 820 nm

(intervalle de 9146 GHz), avec une épaisseur $L = 1 \text{ cm}$, $c = 3.10^8 \text{ m/s}$ et un indice $n = 2,2$ donne $\Delta\nu = 2,95 \text{ GHz}$. Ainsi au maximum 3100 hologrammes peuvent être multiplexés dans le même volume. Cette technique est toutefois limitée à cause des trop faibles plages d'accord des lasers actuellement disponibles.

L'orientation du faisceau de référence peut être modifiée, via un miroir mobile, non pas par un moteur pas à pas (qui conduirait à des temps d'accès trop longs), mais grâce à des cellules acousto-optiques. Les orientations respectives θ et θ_R des faisceaux objet et référence (figure 5a) satisfont rigoureusement la condition de Bragg : $\vec{k} - \vec{k}_R = \vec{K}$ (figure 5b). Si le faisceau de référence se décale d'un point de vue angulaire $\Delta\theta_R$ (vecteur d'onde \vec{k}'_R), il s'ensuit un désaccord de phase qui se traduit par le vecteur $\Delta\vec{k}$ (projection Δk_z dans la direction z), tel que $\vec{k}'_R + \vec{K} + \Delta\vec{k} = \vec{k}$ (figure 5c).



Figures 5

L'intensité diffractée par l'hologramme obéissant à une loi du type $\sin^2(\Delta k_z \cdot L_z)$ (où L_z correspond à la projection sur z de l'épaisseur traversée par le faisceau diffracté), l'onde de référence lors de la relecture devra vérifier $|\Delta k_z| \leq \pi/L_z$, ce qui correspond à une sélectivité angulaire

$\Delta\theta_R = \frac{\lambda \cos \theta}{nL_z \sin(\theta + \theta_R)}$ qui est d'autant meilleure que $(\theta + \theta_R)$ est proche de 90° (et plus précise si θ est faible). Le nombre M d'hologrammes pouvant être ainsi multiplexés dans un intervalle d'angles de référence variant de θ_{R1} à θ_{R2} vaut : $M \approx 1 + \frac{nL_z}{\lambda} |\cos \theta_{R1} - \cos \theta_{R2}|$, dans le cas où $\theta \approx 0^\circ$.

Pour fixer quelques ordres de grandeur, en se plaçant dans les conditions usuelles d'une expérience avec $\lambda = 0,5 \mu\text{m}$, $n = 2,2$, $L_z = 1 \text{ cm}$, $\theta_{R1} = 92^\circ$ et $\theta_{R2} = 88^\circ$, on obtient alors $\Delta\theta_R = 2,3 \cdot 10^{-5} \text{ rad}$ et $M \approx 3000$. Cette technique est pénalisée par le coût et la consommation électrique des déflecteurs acousto-optiques ainsi que par les temps d'enregistrement ; toutefois il a été possible d'enregistrer (Rockwell) 1000 hologrammes de 320×220 pixels dans une couche de $10 \times 10 \times 1 \text{ mm}^3$ de LiNbO_3 , puis de juxtaposer 20 couches identiques dans un volume total de $10 \times 10 \times 20 \text{ mm}^3$, ce qui correspond à une capacité de 20 000 hologrammes.

MULTIPLEXAGE PAR CODAGE EN PHASE

Cette technique, bien que fondée aussi sur la sélectivité angulaire de Bragg, fait l'économie des composants déflecteurs. Plutôt que N directions d'incidence différentes du faisceau R définissent les N adresses du stockage, cette technique propose d'enregistrer l'hologramme par interférence simultanée du faisceau objet et de N faisceaux de référence, d'amplitudes identiques, issus de la même source laser mais dirigés suivant N angles d'incidence grâce à l'interposition sur le faisceau d'un hologramme généré par ordinateur (de 64 à 512 faisceaux selon les dispositifs).

La focalisation des N faisceaux est réalisée sous forme de points source (figure 6a) ; une matrice de *modulateurs de phase* (matrice à cristaux liquides dont les pixels sont commandés par une tension de quelques volts), comportant N pixels et placée dans le plan focal d'une optique adaptative permet d'affecter le jeu de phase $\phi_1^1, \phi_1^2, \dots, \phi_1^N$ aux N faisceaux.

Figure 6a :
Ecriture d'un hologramme

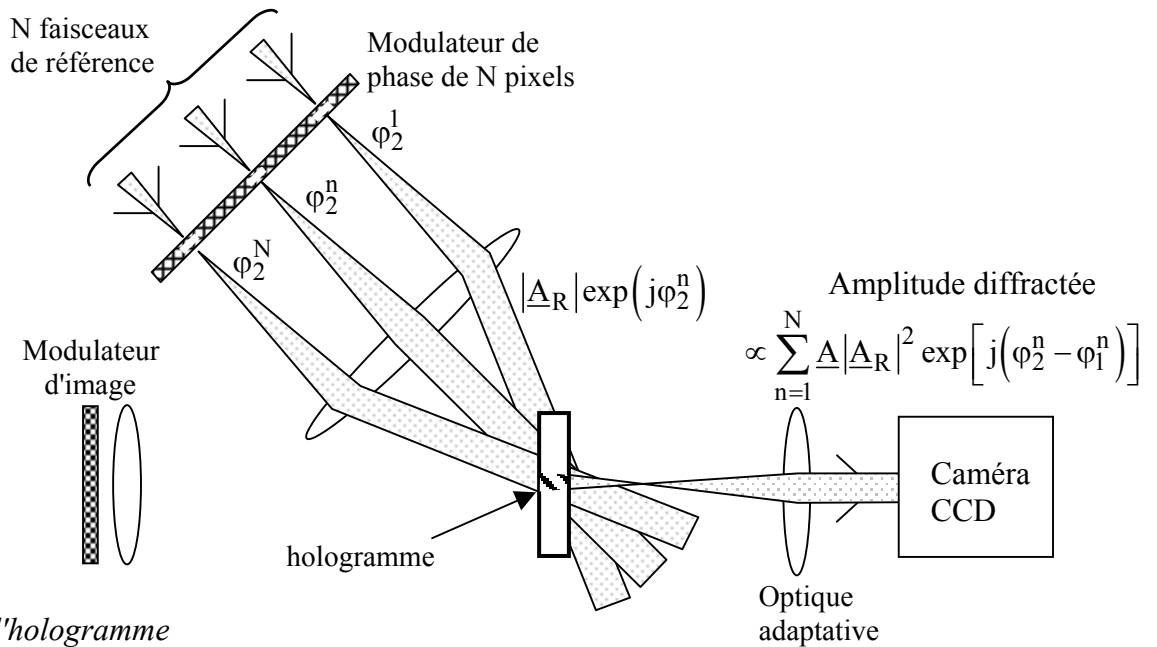
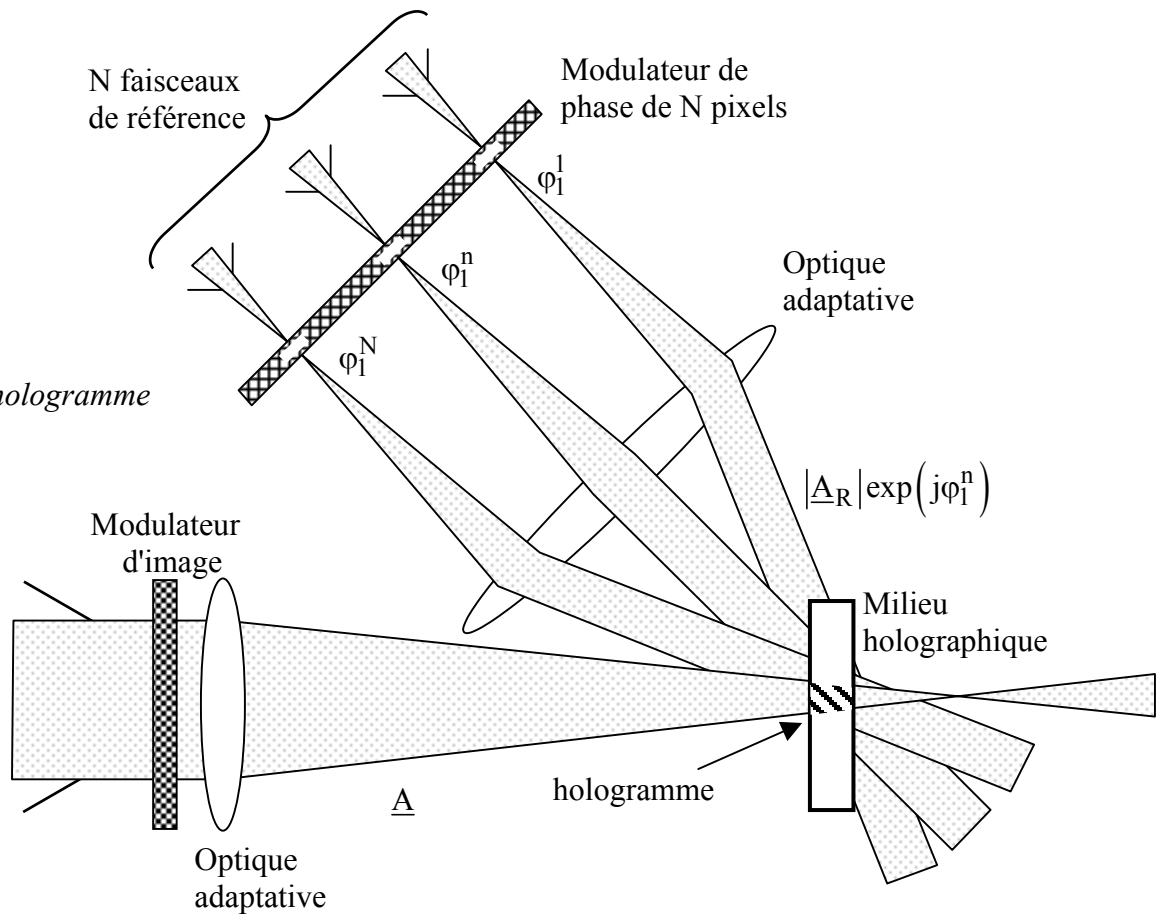


Figure 6b :
Relecture de l'hologramme

175

Une nouvelle lentille les fait converger vers le cristal, sous la forme d'ondes planes d'amplitudes complexes $|\underline{A}_R| \exp(j\phi_1^n)$ qui, après interférence avec le faisceau objet, fournissent simultanément N hologrammes. Lors de la relecture par N faisceaux de référence présents simultanément (leurs écarts angulaires sont suffisants pour que chacun ne puisse relire que l'hologramme qu'il a créé), apparaissent N ondes diffractées dans la même direction et de même amplitude (figure 6b). Si les phases $\phi_1^1, \dots, \phi_1^N$ sont identiques à l'enregistrement et à la lecture, la

phase φ_1^n du nième faisceau de lecture compense exactement la phase $-\varphi_1^n$ portée par l'enregistrement du nième faisceau d'écriture, ce qui conduit à des interférences totalement constructives. Les informations enregistrées sont ensuite relues par la caméra mise au point sur le modulateur d'image.

Si, lors de la reconstruction, les phases relatives des faisceaux de référence sont modifiées par l'introduction d'un nouveau jeu de phases ($\varphi_2^1, \varphi_2^2, \dots, \varphi_2^N$) au moyen des modulateurs de phase, alors les amplitudes complexes des faisceaux diffractés sont décalées en phase les unes par rapport aux autres d'une quantité $\varphi_2^n - \varphi_1^n$. Au lieu d'être proportionnelle à N, la somme des amplitudes diffractées est maintenant proportionnelle à $S = \sum_{n=1}^N \exp\left[j(\varphi_2^n - \varphi_1^n)\right]$.

En choisissant correctement ce nouveau jeu de phase, on peut faire en sorte que cette somme soit nulle. Les interférences sont alors totalement destructives et la caméra ne détecte plus aucun signal. Une seconde image peut donc être enregistrée par interférence entre le faisceau objet et les N faisceaux de référence ayant les mêmes angles d'incidence que précédemment mais porteurs du nouveau jeu de phase ($\varphi_2^1, \varphi_2^2, \dots, \varphi_2^N$). Bien que toutes les informations soient superposées dans le matériau, les images peuvent être restituées indépendamment par relecture avec le bon jeu de phase. Avec cette technique, on peut enregistrer autant d'images qu'il existe de vecteurs orthogonaux $[\exp(j\varphi_p^1), \dots, \exp(j\varphi_p^N)]$. La condition sur la somme S précédente s'écrira alors :

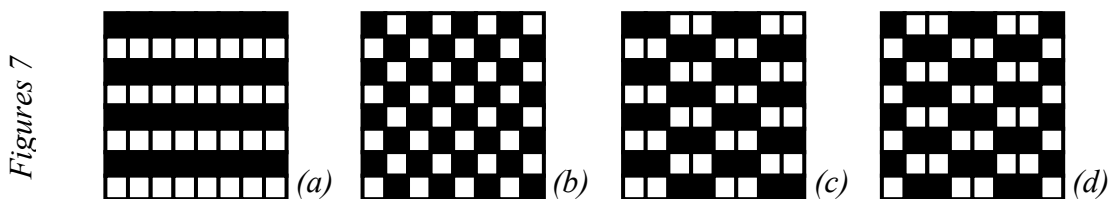
$S = \sum_{n=1}^N \exp\left[j(\varphi_p^n - \varphi_q^n)\right] = N \delta_{pq}$ (avec $\delta_{pq} = 0$ ou 1, selon que $p \neq q$ ou $p = q$). Les phases étant binaires puisque $\varphi_p^n \in \{0, \pi\}$, N est une puissance de 2. La construction de ces vecteurs orthogonaux se fait à partir de la transformée de Walsh-Hadamard, la matrice d'Hadamard H_{2n} (formée de 2n vecteurs) vérifiant la relation de récurrence :

$$(H_{2n}) = \begin{pmatrix} (H_n) & (H_n) \\ (H_n) & (-H_n) \end{pmatrix} \text{ avec } (H_2) = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix},$$

où la valeur 1 correspond à un déphasage nul et la valeur -1 à un déphasage de π . Ainsi par exemple, pour quatre faisceaux de référence, les différents codes sont les éléments des colonnes de la matrice :

$$(H_4) = \left[\exp(j\varphi_p^n) \right]_{n,p \in [1..4,1..4]} \text{ avec } (\varphi_p^n) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \pi & 0 & \pi \\ 0 & 0 & \pi & \pi \\ 0 & \pi & \pi & 0 \end{pmatrix}.$$

Pour illustrer cet adressage, les figures 7 (a) à (d) proposent quatre codes d'Hadamard (choisis parmi les 64 codes possibles, avec $N = 2^6$) pouvant être introduits dans un modulateur de phase :



En utilisant 2^n faisceaux de référence, on peut ainsi enregistrer et reconstruire $N = 2^n$ images (la capacité est en principe la même que celle du multiplexage angulaire). En contrepartie de son moindre coût et de sa moindre consommation d'énergie, cette nouvelle technique requiert un contrôle très précis de la modulation de phase, afin de retrouver les images sans *diaphonie*.

210 SUPERPOSITION D'HOLOGRAMMES DANS UN CRISTAL PHOTOREFRACTIF

L'enregistrement des hologrammes requiert des **cristaux photoréfractifs** (voir approfondissement en Annexe A) qui allient une bonne qualité optique à une excellente stabilité temporelle de leurs caractéristiques (les mêmes échantillons fonctionnent encore sans dégradation apparente après plus de 10 ans d'utilisation).

215 Une fois le premier hologramme inscrit, on peut présenter au cristal une seconde figure d'interférence ; le premier hologramme s'effacera pendant que le second se construira, jusqu'à ce que les *efficacités de diffraction* des hologrammes soient identiques, et ainsi de suite jusqu'à N.

La variation d'indice de chacun des hologrammes est au maximum égale à la variation d'indice maximale que l'on peut induire dans le matériau divisée par le nombre N d'hologrammes. 220 L'efficacité de diffraction décroît en première approximation comme l'inverse de N^2 (pour N grand). Cette décroissance constitue l'une des limites à l'obtention de très hautes capacités. En contrepartie, le temps nécessaire pour inscrire l'ensemble des N hologrammes est le même que celui nécessaire pour inscrire un seul hologramme à saturation. Pour illustrer, pour un cristal de BaTiO₃ dopé Co, à la longueur d'onde de 532 nm et pour une puissance optique de 10 mW/cm², un seul hologramme à 225 saturation (variation d'indice $\Delta n = 3 \cdot 10^{-4}$) s'inscrit en 25 s. Quand on inscrit 100 hologrammes, le temps nécessaire à la gravure de chacun chute à 250 ms ($\Delta n = 3 \cdot 10^{-6}$).

Les hologrammes peuvent être effacés par un éclairage uniforme du cristal qui est alors prêt à recevoir de nouvelles données. Il est également possible d'effacer sélectivement l'une des images enregistrées en éclairant le matériau avec la figure d'interférence utilisée lors de 230 l'enregistrement, mais en introduisant un déphasage supplémentaire uniforme de π sur le faisceau objet. Précisons que les hologrammes peuvent être rafraîchis avant leur effacement total, ou fixés définitivement par un traitement thermique approprié du cristal.

EXEMPLE DE REALISATION

Afin d'illustrer ce document, montrons, à gauche, une image digitale (en 256 couleurs) de la 235 Beetle (VW) et à droite, son image reconstruite grâce au multiplexage par codage en phase. Pour le stockage de cette image, 96 pages de 4096 bits chacune ont été nécessaires (pour la reconstruction de l'image de droite, le taux d'erreur binaire est de l'ordre de 10^{-4} , sans utiliser le moindre code correcteur d'erreur).



Même si la progression des recherches dans ce domaine est maintenant fortement tributaire 240 de celle des matériaux photoréfractifs (Annexe A), on parle des premiers lecteurs d'holomémocubes ou de disques 3D, entre 2005 et 2010 ...

Terminons par une note futuriste : et si jamais l'électronique moléculaire introduisait des protéines pour stocker des bits !