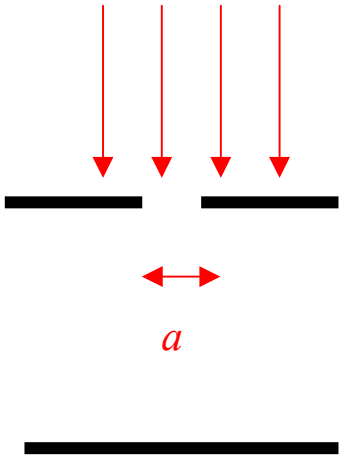
“ DUALITE ONDE-CORPUSCULE ”
LES ONDES DE MATIERE

*** Diffraction d’un jet de particules par un trou. Longueur d’onde de de Broglie.**
*** Expérience faite avec des électrons.**
*** Ordres de grandeur pour différentes “ particules ”.**
*** Diffraction d’électrons lents (L.E.E.D.).**
*** Intérêt de la technique.**
*** Exemples de diagrammes L.E.E.D. :**
Le Cu(110) et Si(111)7x7.
Etude de l’oxydation de la magnétite Fe_3O_4(111).
*** Diffraction d’électrons rapides (R.H.E.E.D).**
Dispositif expérimental
*** Exemples de diagrammes R.H.E.E.D.**
*** Oscillations de l’intensité de la tache spéculaire au cours d’un dépôt.**
*** Diffraction des neutrons par un cristal.**
Les différentes longueurs d’onde.
*** Utilisation du neutron comme sonde de la matière condensée.**
*** Dispositifs expérimentaux.**
*** Comparaison : rayons X - neutrons.**
*** Exemple d’utilisation de la diffraction de neutrons : étude de la transition antiferro- paramagnétique d’un cristal d’oxyde de manganèse MnO.**
*** Interférences de neutrons.**
L’interféromètre à neutron.
*** Réflectométrie et “ optique neutronique ”.**
*** Diffraction de fullérènes C_{60}.**
*** Interférences et diffraction d’atomes “ froids ”.**
*** Utilisation de masques matériels avec des atomes de néon.**
*** Par interaction avec la lumière laser.**
Théorie.
*** Exemple de la diffraction d’un jet atomique de sodium par une onde laser stationnaire.**
*** Diffraction d’ondes de matière par des ondes lumineuses.**
*** Des interférences atomiques, pourquoi faire ?**

« DUALITE ONDE-CORPUSCULE » - LES ONDES DE MATIERE

• Diffraction d'un jet de particules par un trou



Particules d'impulsion p

Description quantique en terme d'onde plane de longueur d'onde (de Broglie)

$$\lambda = \frac{h}{p}$$

Les phénomènes non classiques seront dominants si :

$$\lambda > a \Rightarrow pa < h$$

« action »

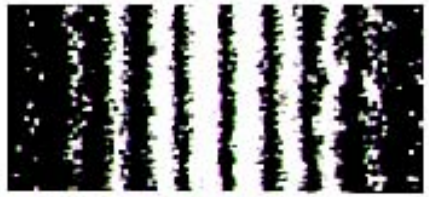
• Ordres de grandeur $\left(h = 6,63\times10^{-34}\ \text{J.s}\right)$

Système considéré	Masse (kg)	Vitesse (m/s)	Taille de l'ouverture (m)	$\frac{pa}{h}$
Homme passant une porte	70	1	1	10^{34}
Globule rouge dans un capillaire	10^{-16}	10^{-1}	10^{-4}	10^{11}
Electrons à travers une fente	9×10^{-31}	700	10^{-6}	1

« DUALITE ONDE-CORPUSCULE » - LES ONDES DE MATIERE

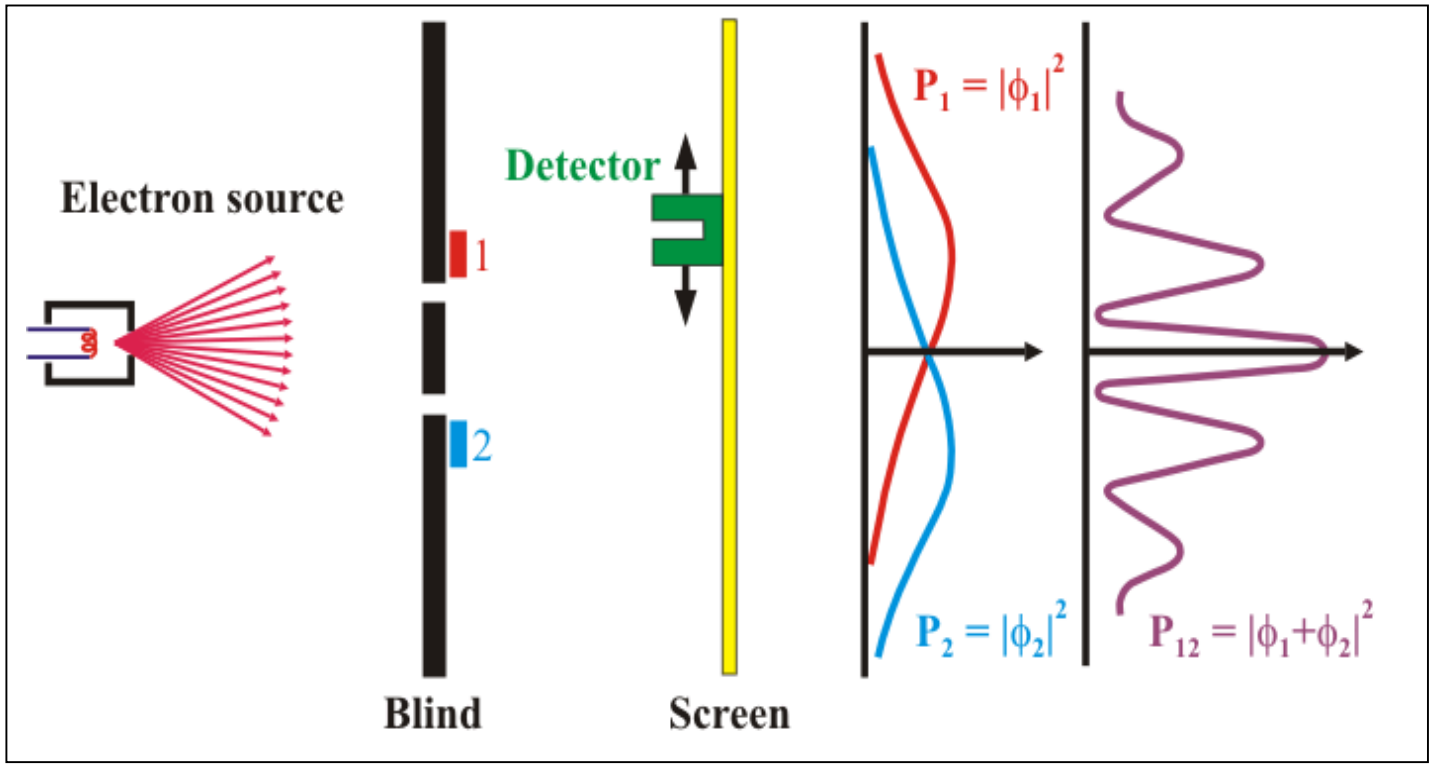
(a) After 28 electrons

(b) After 1000 electrons



(c) After 10,000 electrons

(d) Two slit electron pattern



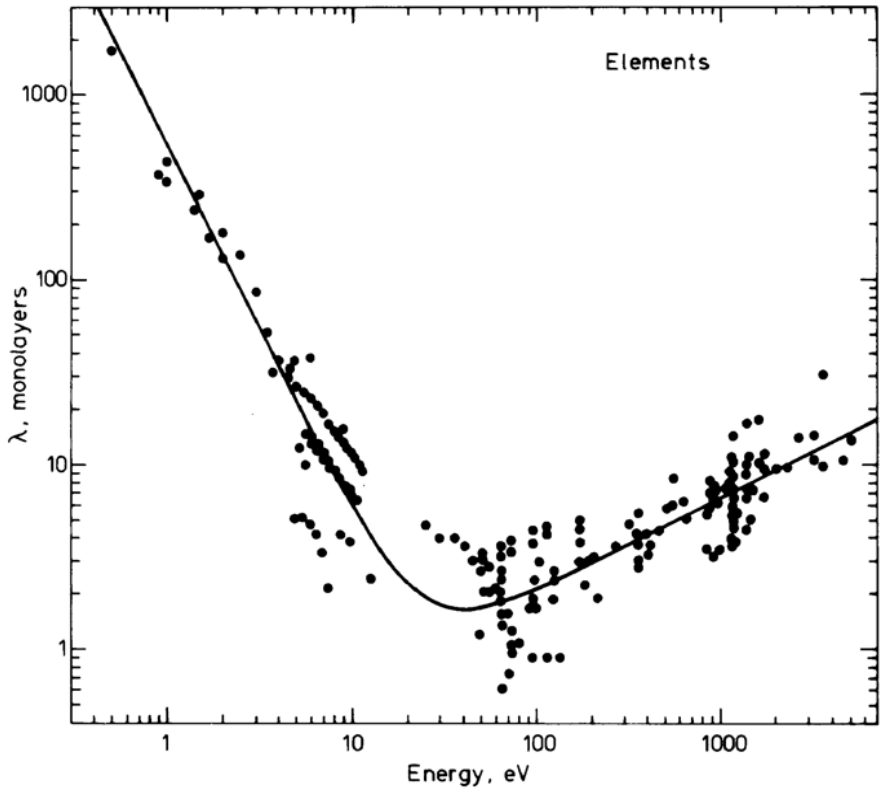
Même type d'expérience menée avec des électrons

Action = taille x impulsion = taille x masse x vitesse

« DUALITE ONDE-CORPUSCULE » - LES ONDES DE MATIERE

La Diffraction d'Electrons Lents (DEL en français - LEED en anglais) est commercialisée et couramment utilisée dans la recherche industrielle : c'est un outil de choix pour l'étude des propriétés des surfaces (problèmes de corrosion, de catalyse hétérogène etc....).

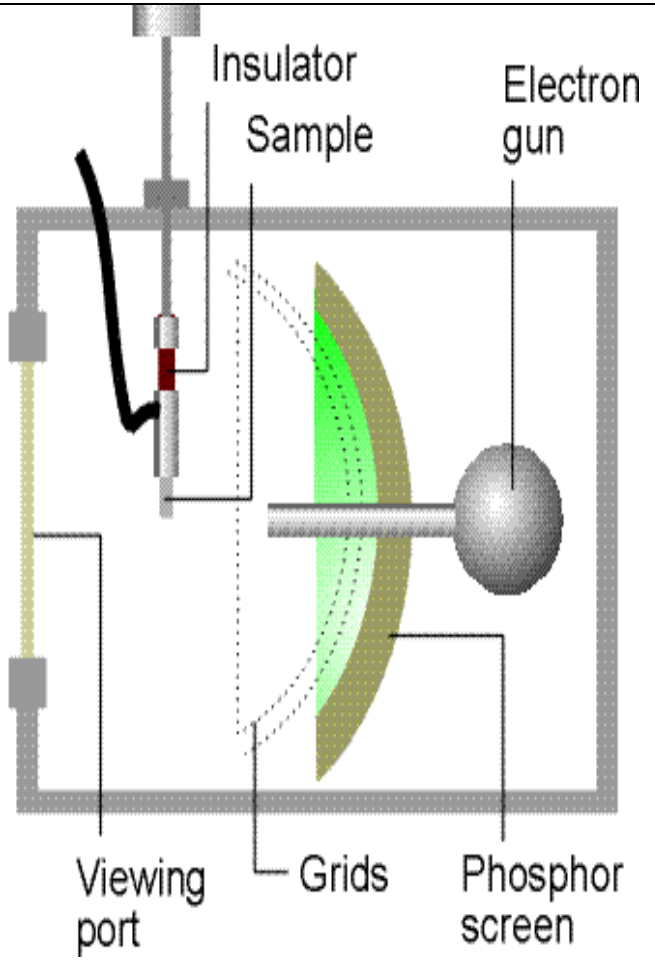
$$E_{cin} = \frac{p^2}{2m_e} = |e|V \quad \Rightarrow \quad \lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2m_e|e|V}} \Rightarrow \lambda\left(\mathring{A}\right) \approx \frac{12,3}{\sqrt{V\,(volt)}}$$



courbe "universelle" donnant la profondeur d'échappement pour différents matériaux en fonction de l'énergie des électrons rétro diffusés

« DUALITE ONDE-CORPUSCULE » - LES ONDES DE MATIERE

Optique « quatre grilles » de diffraction d'électrons lents dispositif expérimental



diffraction d'électrons lents

schéma de principe (Optique)

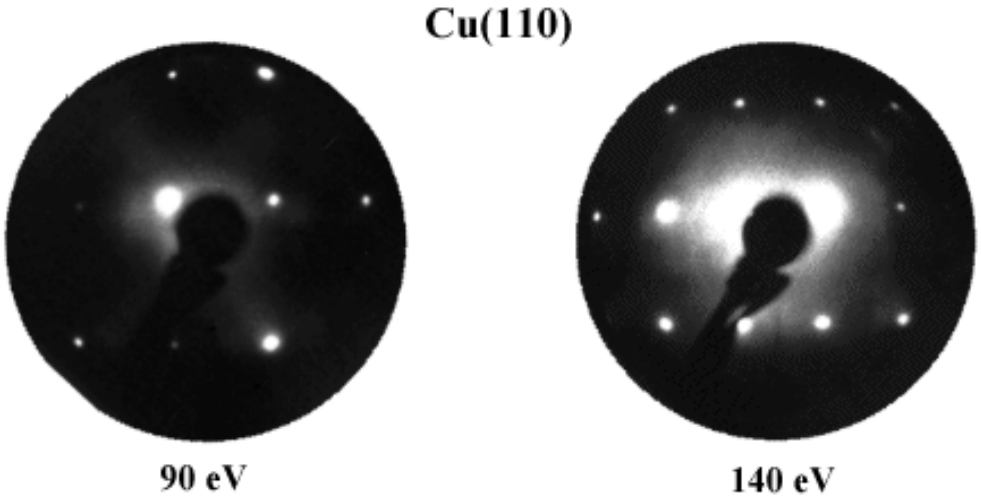
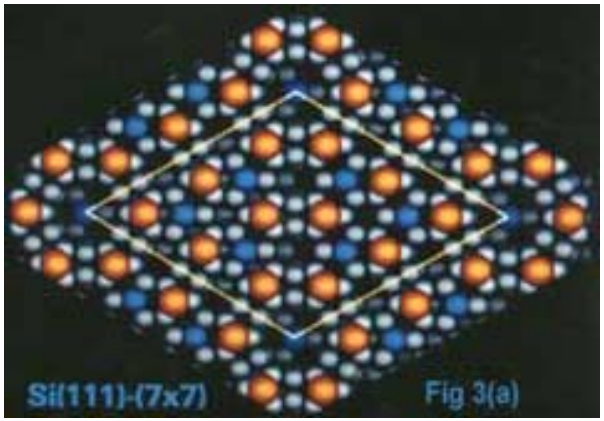
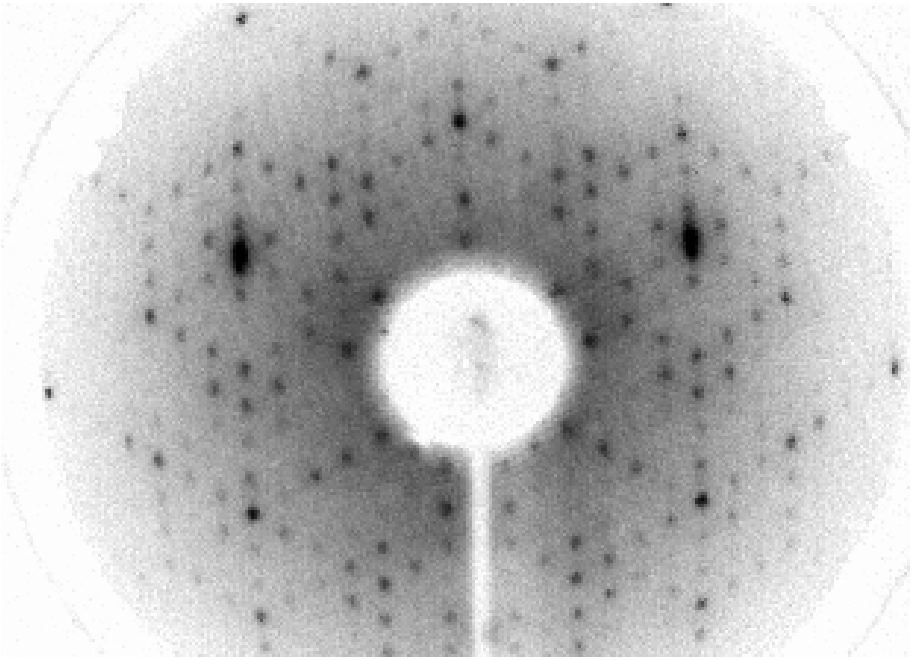


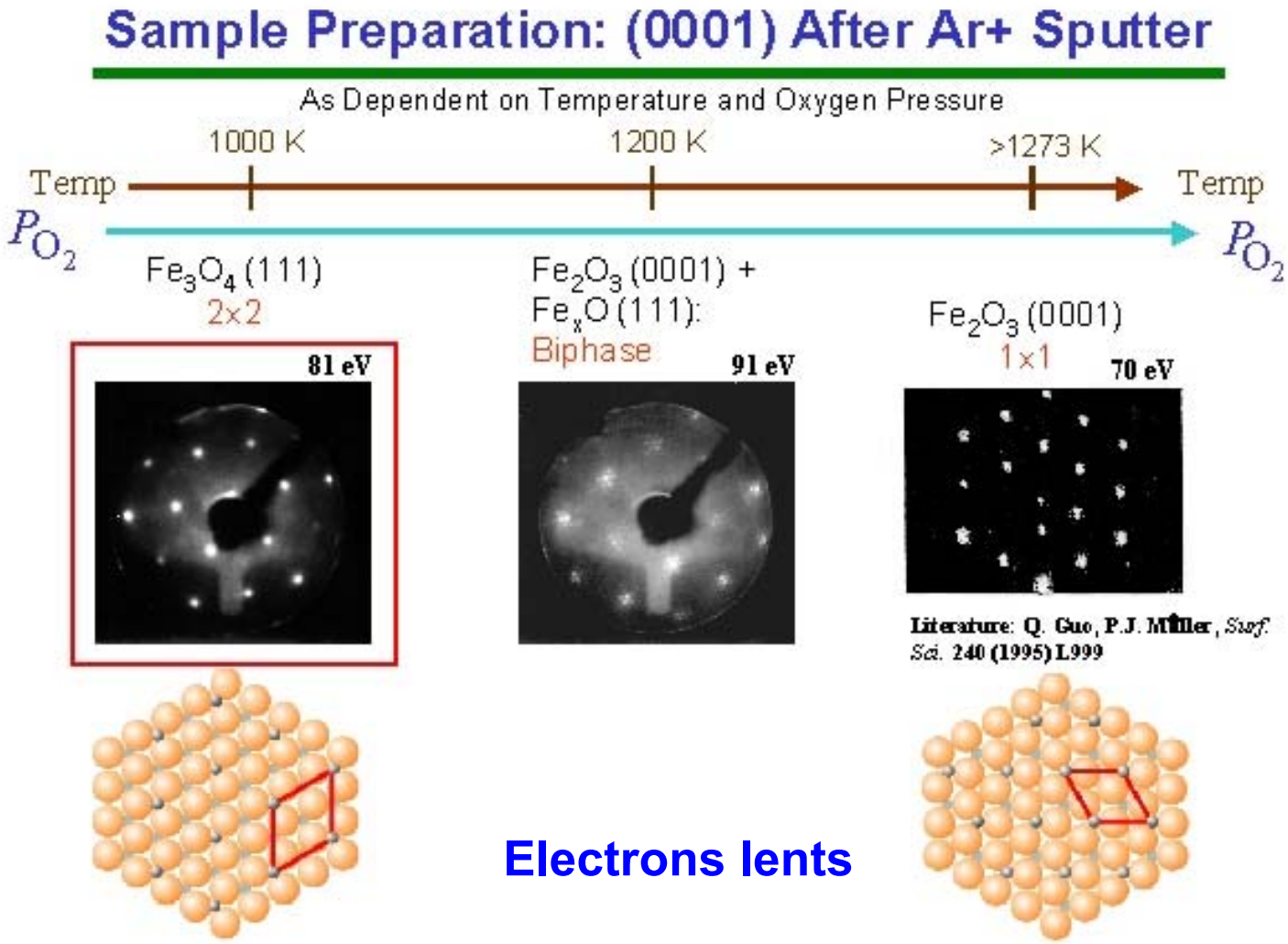
Diagramme LEED de Cu

Diagramme LEED de Si(111)7x7

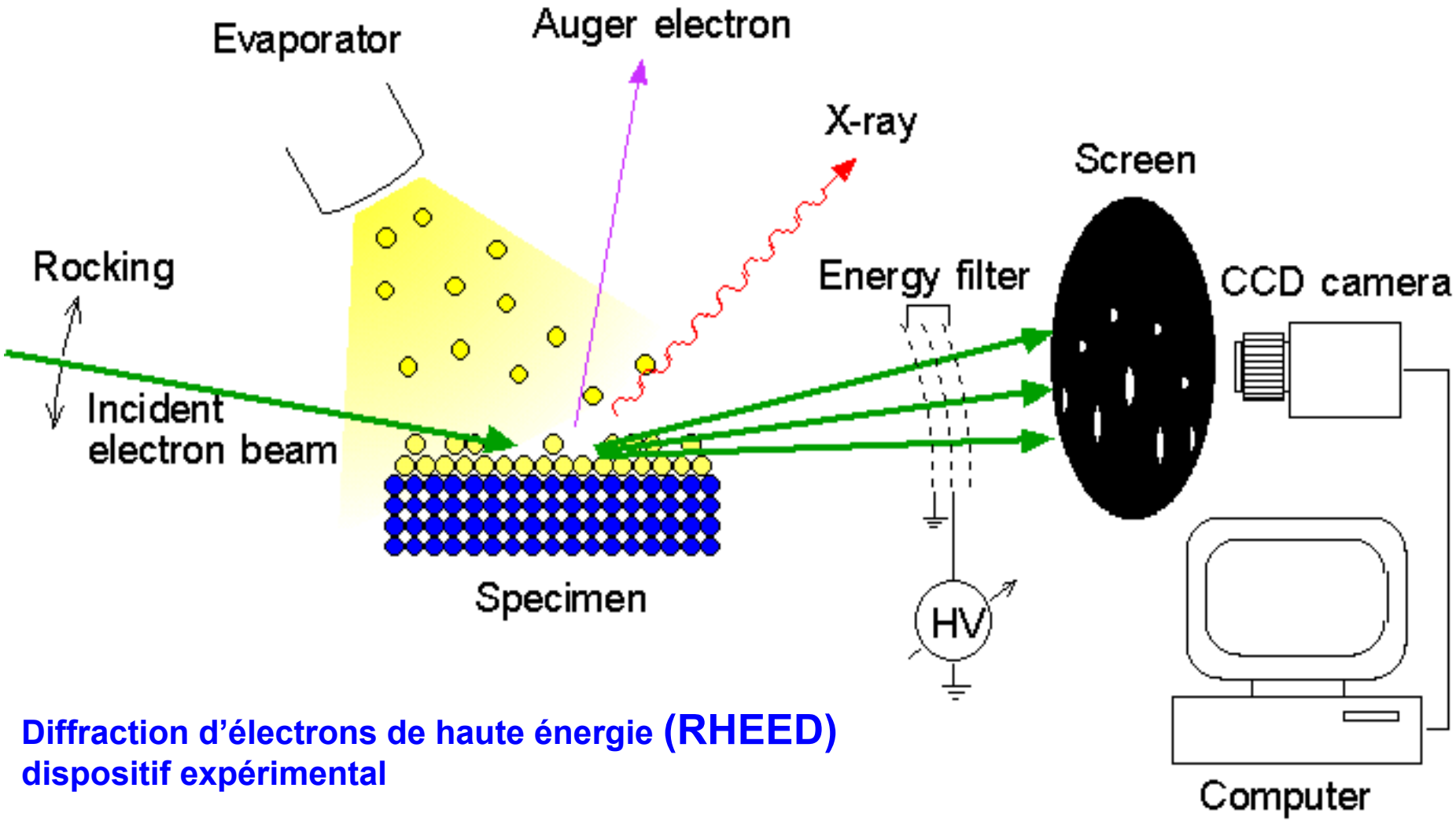




« DUALITE ONDE-CORPUSCULE » - LES ONDES DE MATIERE

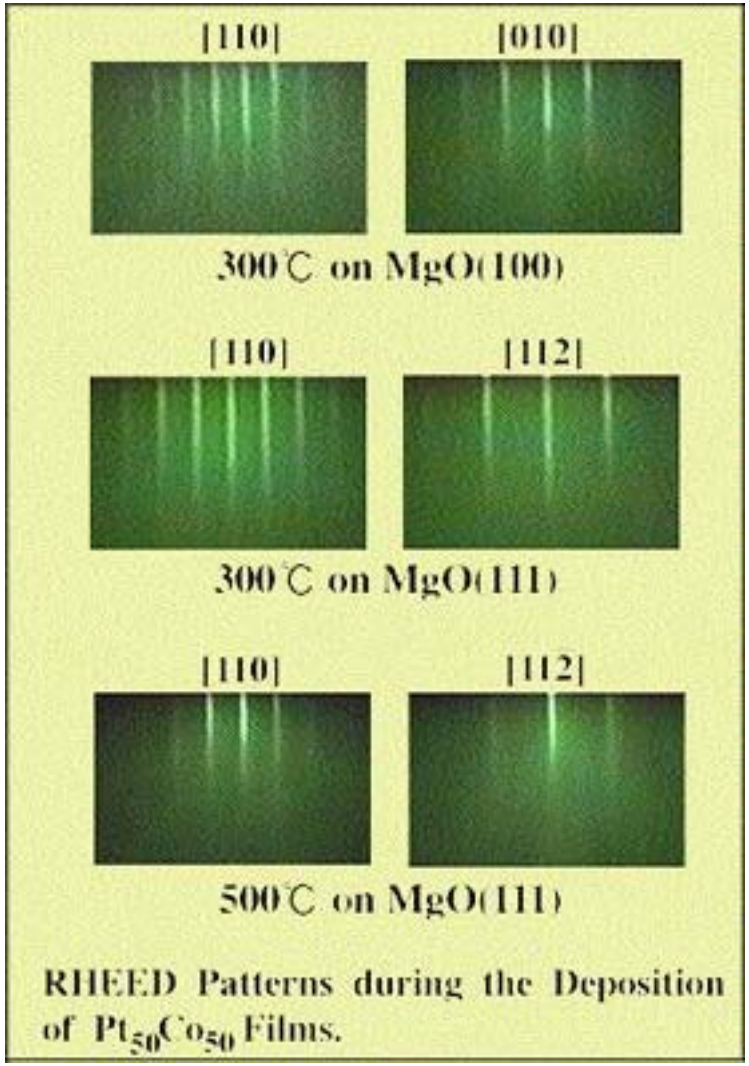


« DUALITE ONDE-CORPUSCULE » - LES ONDES DE MATIERE



Diffraction d'électrons de haute énergie (RHEED)
dispositif expérimental

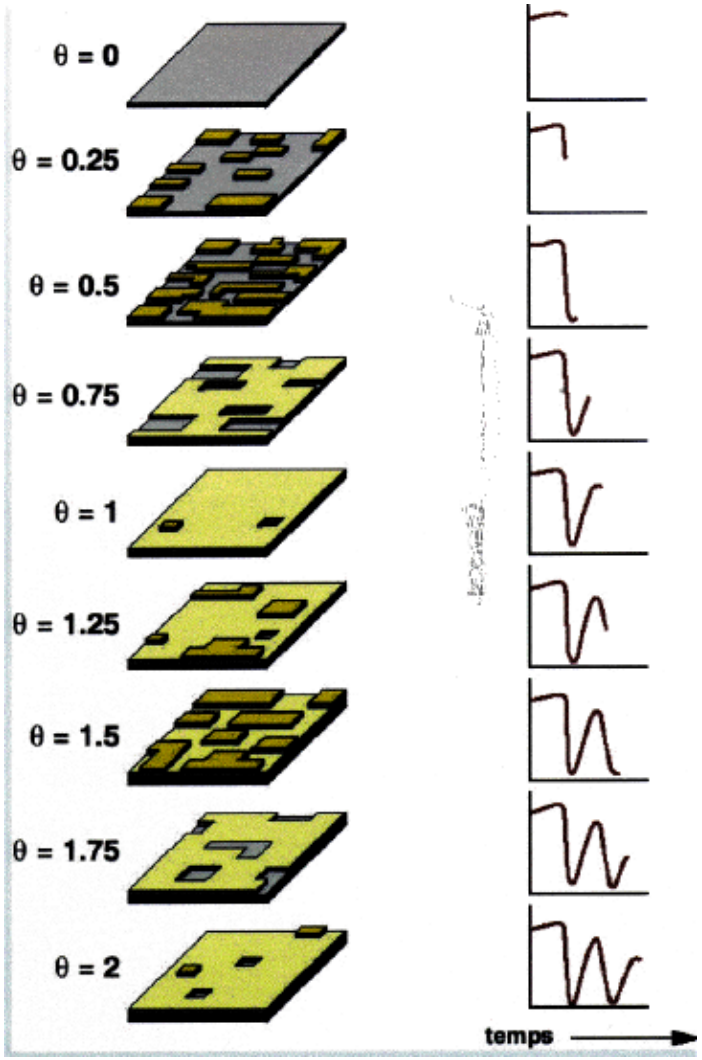
« DUALITE ONDE-CORPUSCULE » - LES ONDES DE MATIERE



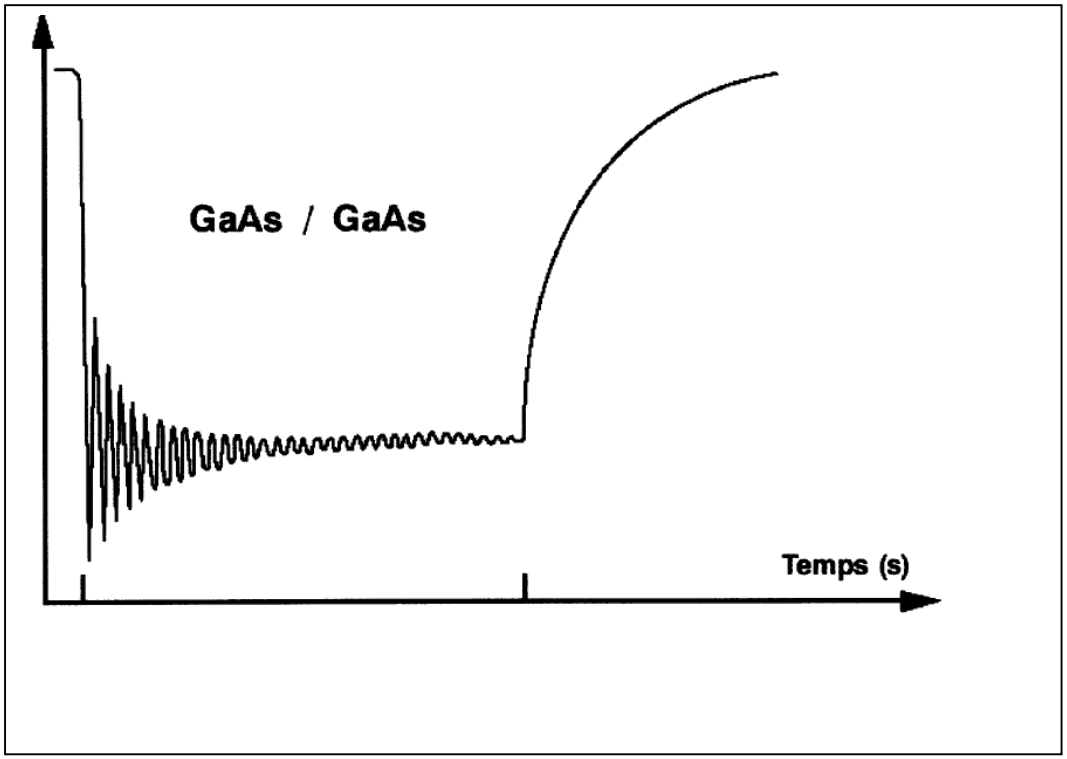
RHEED Patterns during the Deposition of $Pt_{50}Co_{50}$ Films.

Fe_3O_4 (RHEED)

« DUALITE ONDE-CORPUSCULE » - LES ONDES DE MATIERE



Intensité de la tache spéculaire



OSCILLATIONS RHEED

« DUALITE ONDE-CORPUSCULE » - LES ONDES DE MATIERE

Diffraction des neutrons par un cristal :

Le réacteur nucléaire de l'Institut Franco-Allemand LAUE-LANGEVIN (ILL) à Grenoble est conçu pour fournir un puissant flux de neutrons de fission $\left(E \approx 1\,\text{MeV},\ \text{flux} \approx 10^{13}\,\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}\right)$ **thermalisés (neutrons dont l'énergie cinétique est égale à l'énergie moyenne d'agitation thermique à la température de thermalisation) utilisés dans de nombreuses techniques expérimentales d'étude de la matière condensée. On y trouve trois sources de neutrons, d'énergies différentes suivant la température du milieu (modérateur) où les neutrons sont amenés à l'équilibre thermique par collisions avec les atomes de ce milieu.**

a) la source ordinaire, équipée d'un modérateur d'eau lourde $\left(\text{D}_2\text{O}\right)$ **à la température de 300 K.**

b) la source chaude, équipée d'un modérateur constitué d'un bloc de graphite à la température de 2 000 K

c) la source froide, équipée d'un modérateur de deutérium ou d'hydrogène liquide à la température de 25 K.

$$\frac{1}{2}M_n v^2 = \frac{p^2}{2M_n} = \frac{3}{2}k_B T \Rightarrow \lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{3M_n k_B T}} = 2{,}51.10^{-9}\,\frac{1}{\sqrt{T}}$$

T(K)	25	300	2000
$\lambda\left(\mathring{\text{A}}\right)$	5,02	1,4	0,5

Pour mener des études cristallographiques, on utilisera donc la source ordinaire (300 K) de neutrons thermiques.

Leur longueur associée étant de l'ordre des distances inter atomiques dans un cristal, on observera des phénomènes de diffraction identiques à ceux observés avec les rayons X.

(On notera que ce sont les électrons qui diffusent les rayons X, alors que ce sont les noyaux qui diffusent les neutrons).

Intérêt du neutron comme sonde de la matière condensée :

*** Il est électriquement neutre *(On n'est donc pas gêner par des potentiels coulombiens)***
*** Fort pouvoir de pénétration *(permet donc des études en volume, par opposition aux électrons lents)***
*** Il possède un spin $\frac{1}{2}$ (*donc un moment magnétique de spin qui lui est proportionnel)***
⇒ le neutron constituera une sonde permettant des études de *l'ordre magnétique* de la matière condensée.

- **Remarques**

A de telles énergies, les neutrons sont incapables de déplacer les atomes en dehors de leurs sites (il faut pour cela une énergie de l'ordre de quelques eV, ordre de grandeur des énergies de liaison atomiques et moléculaires). Le choc des neutrons avec les atomes du cristal ne se traduit donc pas par un transfert d'énergie cinétique, c'est une collision élastique le plus souvent. L'interaction n'est pas de type électrostatique puisque les

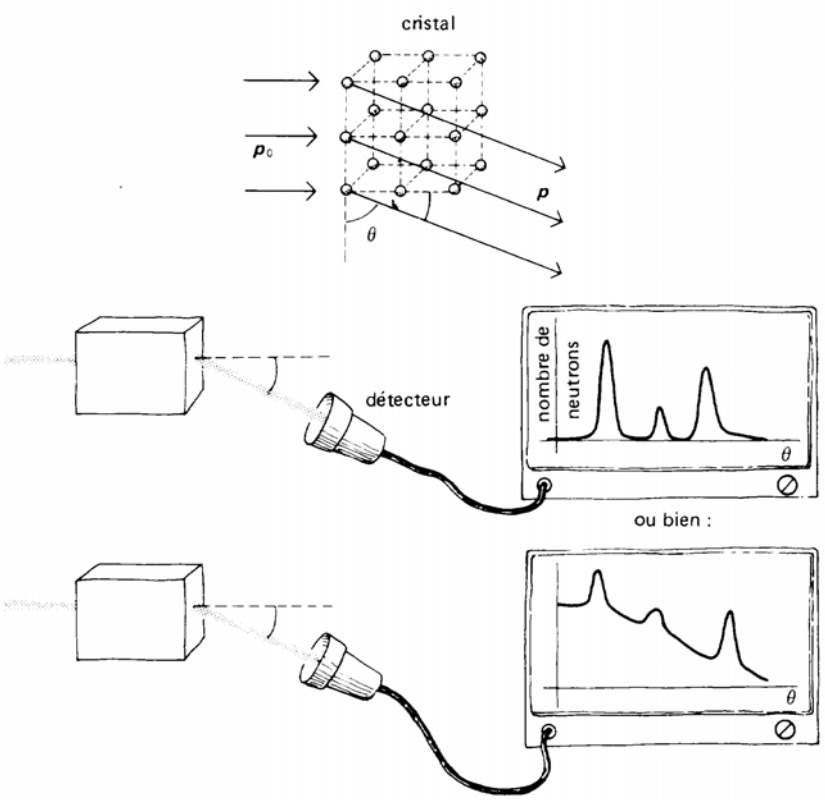
neutrons, comme leur nom l'indique, sont électriquement neutres. En particulier, les neutrons ne « sentent » pas les électrons appariés des atomes, et n'interagissent pour l'essentiel qu'avec les noyaux. L'interaction neutron-noyau est pour l'essentiel de type « nucléaire forte ». La description de cette interaction, généralement difficile, est dans le cas présent fortement simplifiée du fait de la faible valeur de l'énergie des neutrons. En effet :

- **la longueur d'onde quantique des neutrons $\left(\approx 1\,\text{Å}\right)$ est beaucoup plus grande que la portée des forces nucléaires $\approx\left(10^{-15}\,\text{m}\right)$. Les noyaux apparaissent donc aux neutrons comme des diffuseurs ponctuels.**

- **La collision d'un neutron et d'un noyau est élastique. Le neutron a la même énergie avant et après diffusion par un noyau ; seule sa direction a changé. Après diffusion, l'impulsion $\vec{p}$ du neutron garde le même module qu'avant : $\left|\vec{p}\right| = \left|\vec{p}_0\right|$, mais $\vec{p}$ a une direction $\left(\theta,\varphi\right) = \Omega$ par rapport à $\vec{p}_0$.**

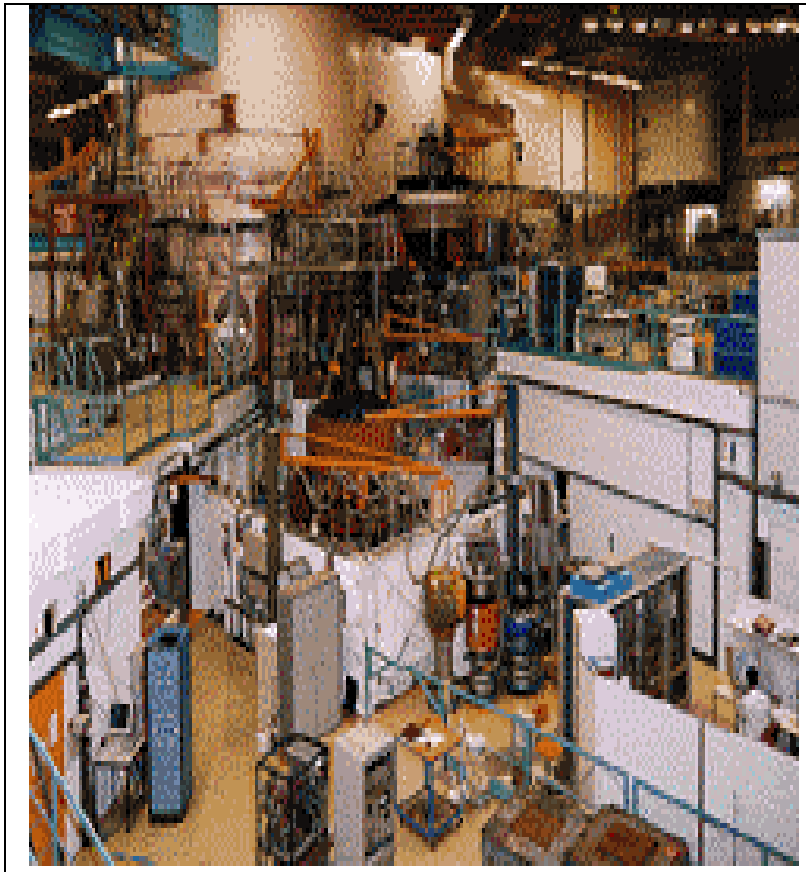
- **L'énergie des neutrons incidents est suffisamment faible pour que la symétrie sphérique d'une situation où neutron et noyau seraient immobiles ne soit pratiquement pas modifiée. Le moment angulaire du neutron par rapport au noyau est nul, aucune des directions Ω n'est privilégiée, et la diffusion est isotrope.**

La section efficace de collision (cf. préceptorat « réfraction et réflexion de neutrons ») d'un neutron et d'un atome isolé est, aux énergies considérées, de l'ordre de grandeur de la section géométriques des noyaux, soit $\sigma \approx 10^{-28}\,\mathrm{m}^2 = 1\,\mathrm{barn}$. On peut alors montrer que la probabilité qu'à chaque neutron d'être diffusé par un noyau dans un échantillon cristallin de taille raisonnable est très petite et que l'on peut donc négliger la probabilité qu'un neutron subisse deux ou plusieurs collisions. Autrement dit, ceux des neutrons qui interagissent dans le cristal (une infime minorité) ne le font qu'une fois, pour l'essentiel.



« DUALITE ONDE-CORPUSCULE » - LES ONDES DE MATIERE

DIFFRACTION DE NEUTRONS – DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX



Hall expérimental à l'ILL

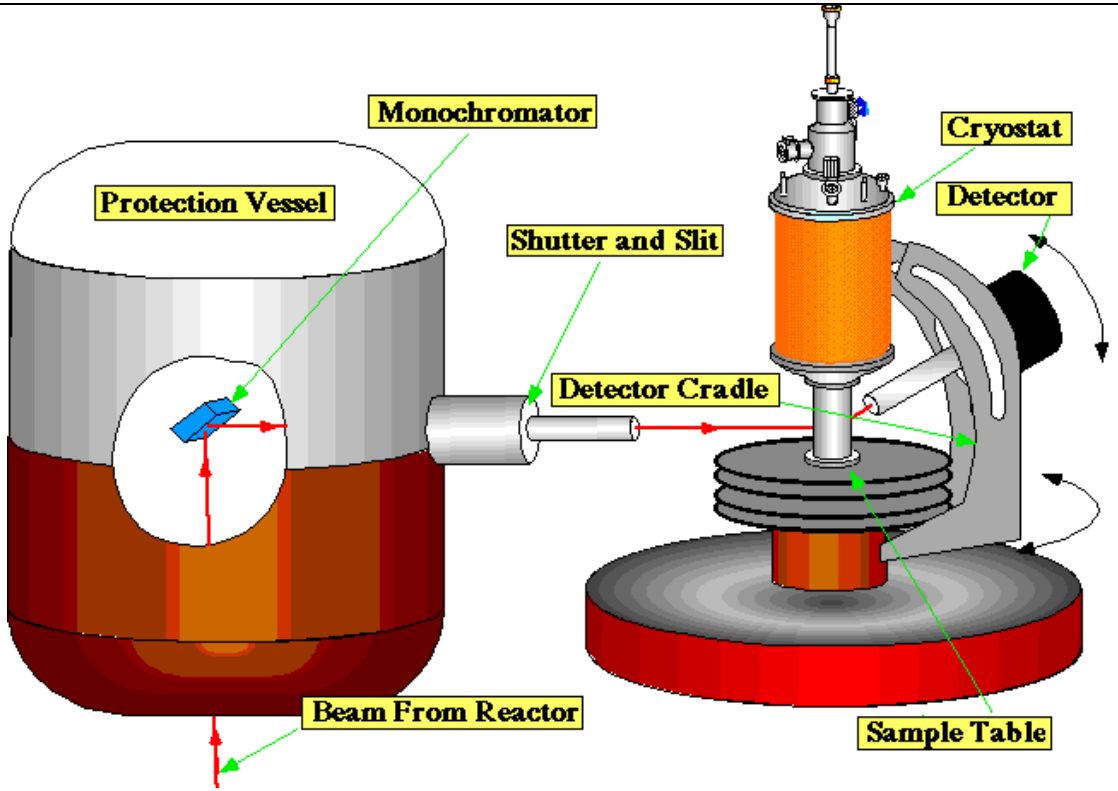


Schéma de principe d'un diffracteur de neutrons

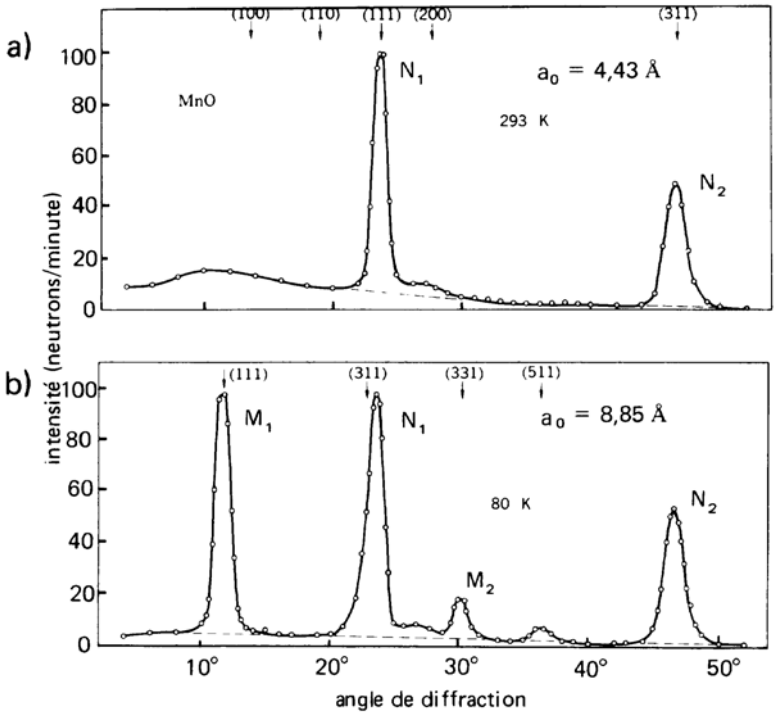
« DUALITE ONDE-CORPUSCULE » - LES ONDES DE MATIERE

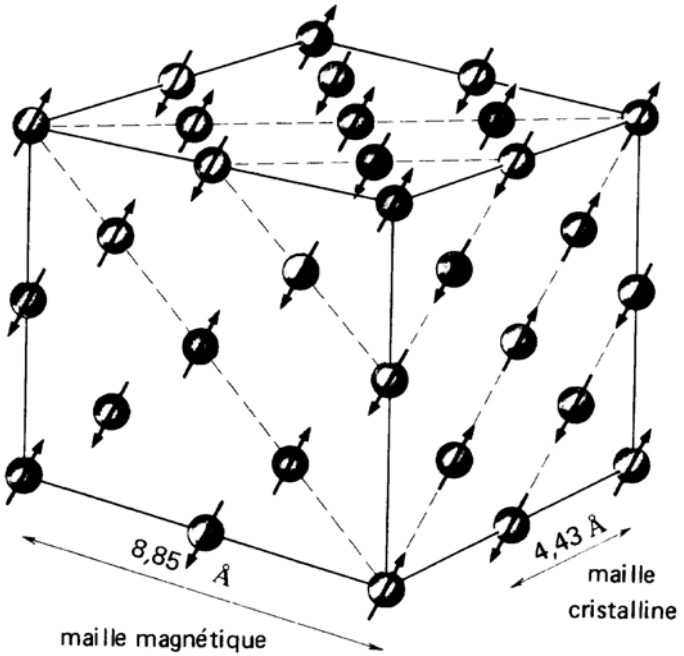
Comparaison X- neutrons

	Rayons X	Neutrons
Sources	**Rayonnement synchrotron** : très intense. Echelle d'énergie : le keV	**Réacteur nucléaire - Flux moyen**. Echelle d'énergie : le meV
Absorption	**Forte** ($\sim Z^4$). Mesures sur petits échantillons. Mais fournit une information au voisinage des seuils d'absorption. Application : EXAFS	**Faible**, elle dépend de l'isotope. Mesures en volume. Application : neutronographie.
Interaction	Avec les électrons. Proportionnelle à Z. D'où **problème de contraste**.	Avec les noyaux. Fonction de la longueur de diffusion cohérente. Elle dépend de l'isotope et de l'état de spin nucléaire. D'où une possibilité de **variation de contraste**. Mais diffusion incohérente parfois gênante.
Interaction magnétique	**Faible**. Ne voit pas directement le spin. Possibilité de mesure si le signal ne se superpose pas aux signaux liés à la structure cristalline.	**Forte. Voit les spins des électrons non appariés. Utilisation avec neutrons polarisés ou non.**
Précision	**Excellente en longueur d'onde**. Mais pas en énergie. L'information obtenue est généralement intégrée sur l'énergie. L'accès aux propriétés dynamiques est très réduit.	**Moyenne en longueur d'onde**. Bonne ou très bonne en énergie. Nombreuses possibilités de mesures en diffusion inélastique.

Un exemple d'utilisation de la diffraction de neutrons sur un cristal :

- **Etude d'une transition magnétique (antiferro-paramagnétique) d'un cristal d'oxyde de manganèse (MnO) par diffraction de neutrons.**

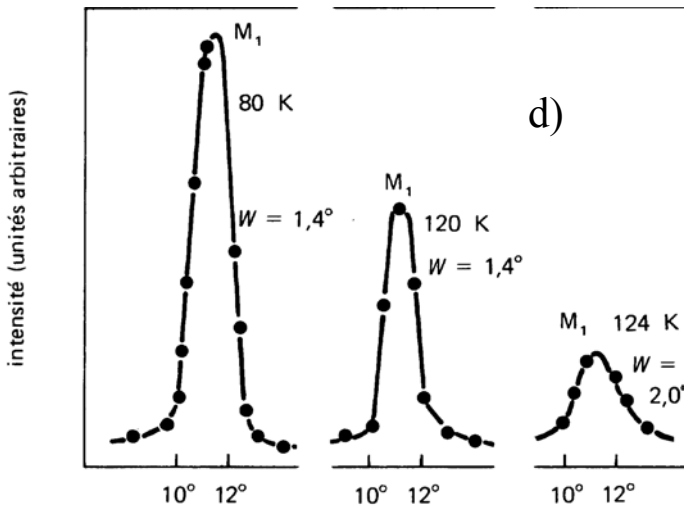




On observe une modification du spectre aux neutrons d'un cristal d'oxyde de manganèse (MnO) lorsque la température passe de 80 K à 293 K. Les pics $M_1, M_2 \ldots$ font place à un fond continu entre les pics $N_1, N_2 \ldots$ communs aux deux spectres (et communs également au spectre de diffusion par les rayons X).

Or il se trouve que MnO présente la propriété d'antiferromagnétisme. C'est-à-dire qu'au-dessous d'une certaine température dite de Curie (120 K) les moments magnétiques des ions Mn^{++} s'ordonnent brusquement de façon à ce que deux ions voisins portent des moments anti-parallèles . La « maille » du réseau «magnétique » du cristal de MnO est alors double de celle du réseau « nucléaire » d'où un spectre de diffraction à 80 K exhibant des pics deux fois plus rapprochés que le spectre nucléaire. A 293 K, par contre, il n'y a pas d'ordre magnétique et on voit se superposer sur le spectre nucléaire cohérent (pics $N_1, N_2 \ldots$) un spectre de diffusion magnétique incohérente de type fond continu (représenté en traits pointillés sur la Figure a).

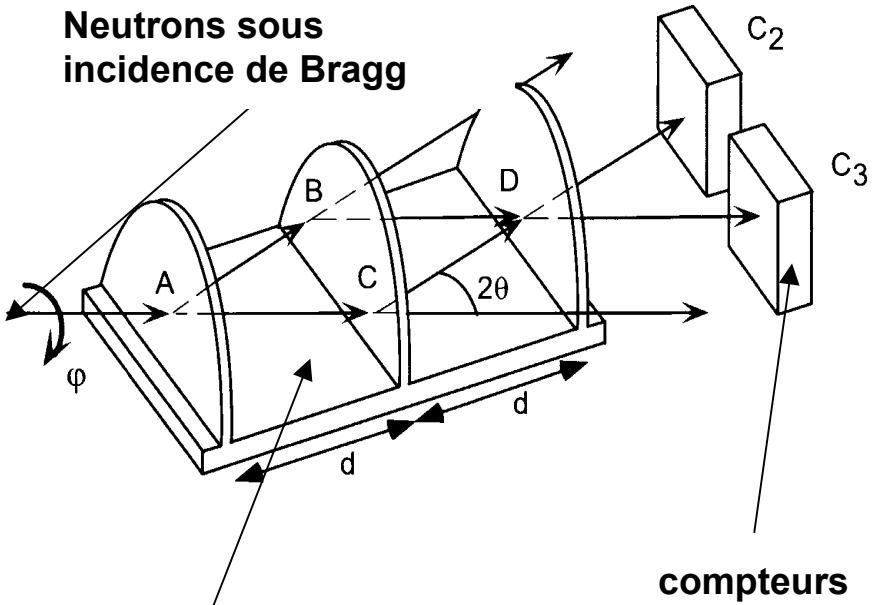
Le passage d'une situation de cohérence à une situation incohérente est particulièrement sensible quand on suit l'évolution d'un pic magnétique (M_1 par exemple) en fonction de la température : on observe (cf. Figure d) un brusque élargissement du pic au voisinage de 120 K. Cet effet est mis à profit pour la détermination de la température de Curie d'un matériau donné.



« DUALITE ONDE-CORPUSCULE » - LES ONDES DE MATIERE

INTERFERENCES DE NEUTRONS

Neutrons sous incidence de Bragg

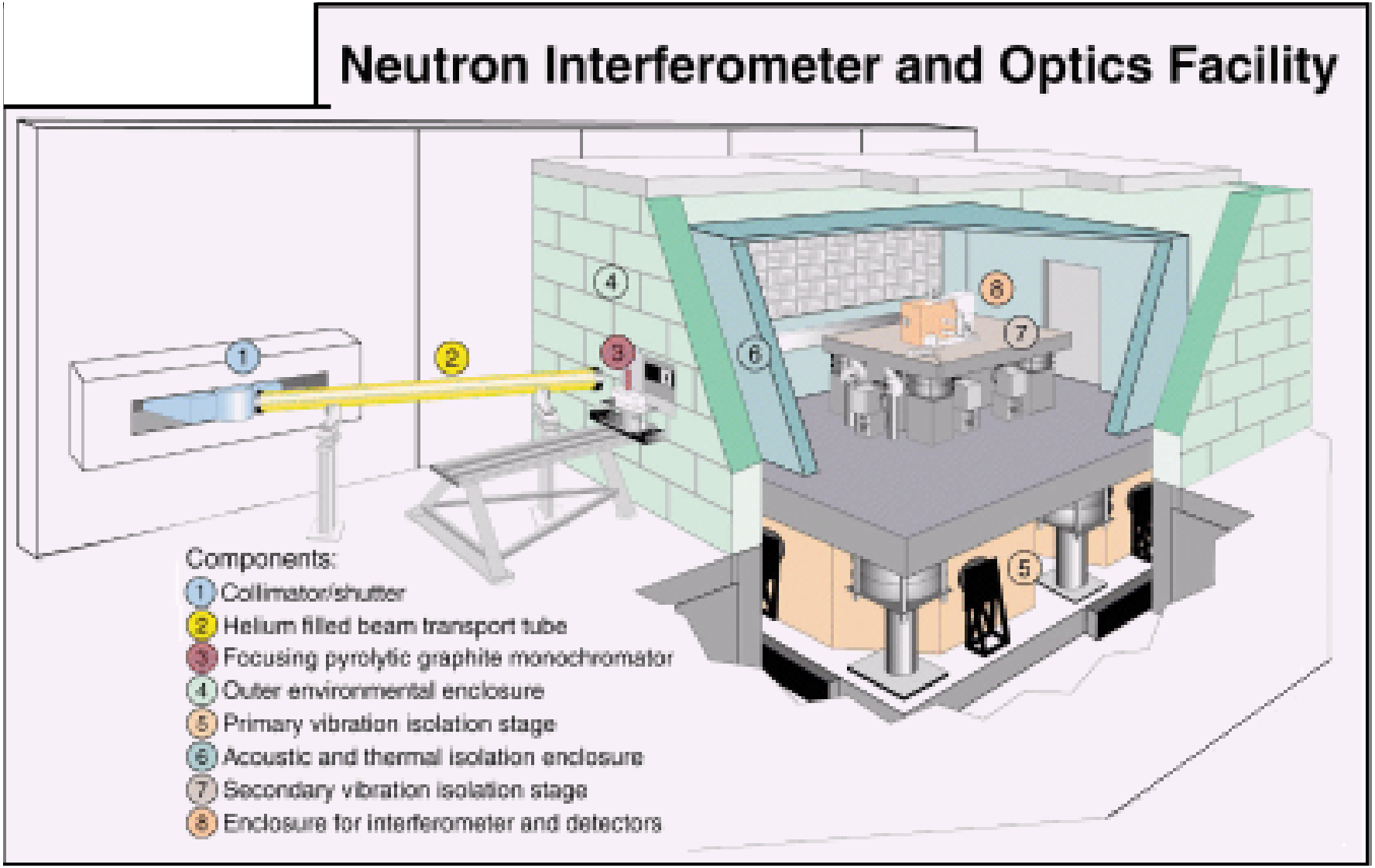


interférences

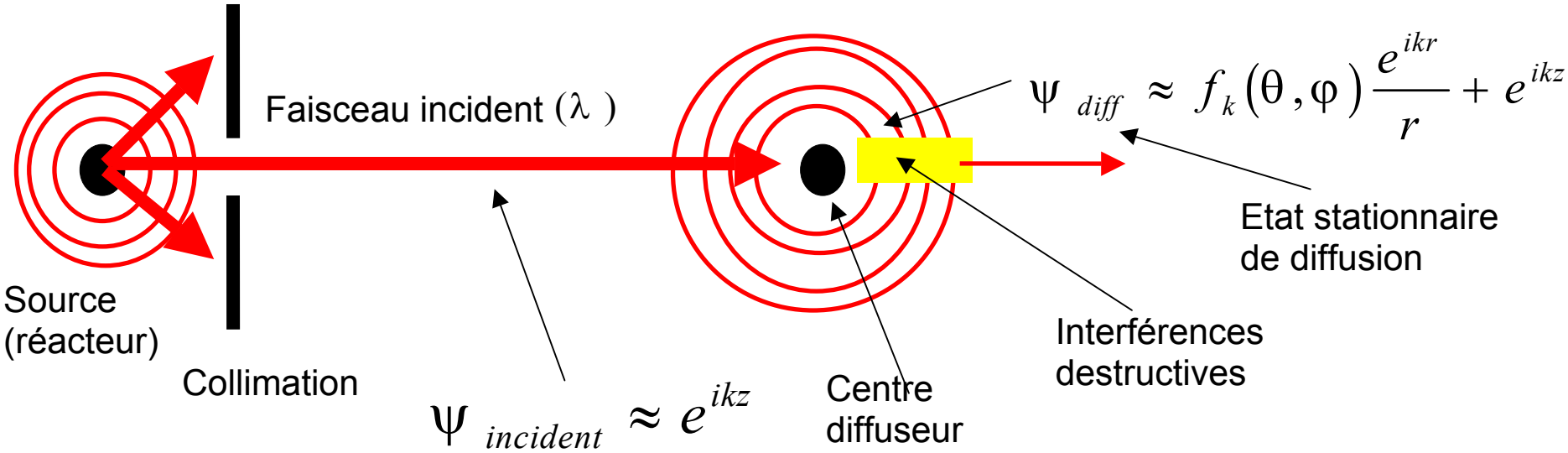
compteurs

Interféromètre à neutrons constitué par trois plans cristallins découpés dans un monocristal de silicium.
Le dispositif étant mis en rotation, la gravité introduit une différence de marche entre les deux faisceaux de neutrons, ce qui conduit à un phénomène d'interférences. Le dispositif constitue alors un accéléromètre à neutrons.
Un champ magnétique peut aussi être utilisé pour introduire une différence de marche entre les deux faisceaux de neutrons (le neutron possède en effet un spin ½ interagissant avec le champ magnétique)

« DUALITE ONDE-CORPUSCULE » - LES ONDES DE MATIERE



REFLECTOMETRIE NEUTRONIQUE



La diffusion quantique et le théorème optique

La longueur de diffusion *b* est définie par : $\boxed{b = -\lim_{k\to 0} f_k(\Omega)}$ $(b > \text{ou} < 0)$.

« Tout se passe comme si » la cible était une sphère classique de rayon $2b$.

On peut attribuer à la matière (de densité de noyaux *N*) un **indice de réfraction quantique** :

$$\boxed{n = 1 - \frac{Nb\lambda^2}{2\pi}}$$

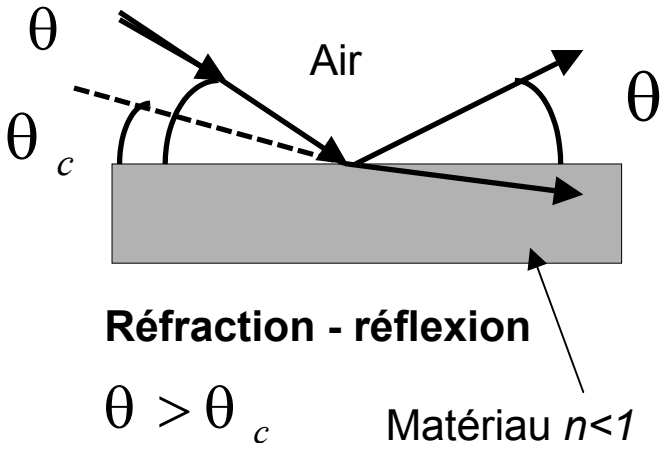
La matière se conduit pour les neutrons lents (thermiques) comme un milieu optique d'indice *n*. Toutes sortes de dispositifs utilisent cette propriété, à tel point qu'on parle **« d'optique neutronique ».**

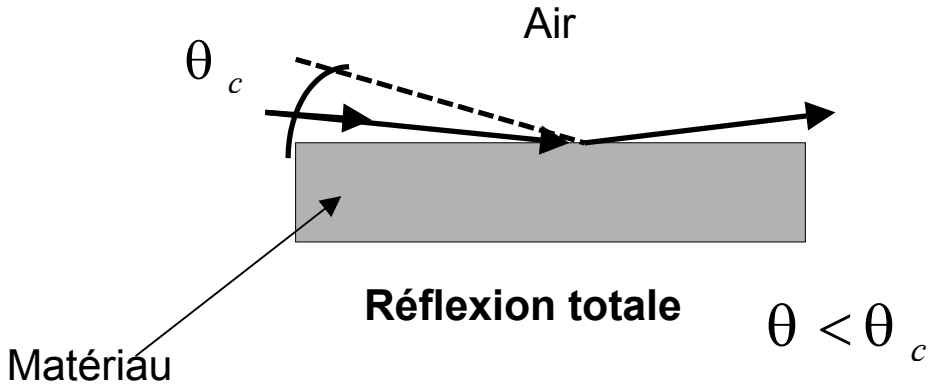
C'est là (aussi) un domaine où la théorie quantique se manifeste de façon macroscopique.

REFLECTOMETRIE NEUTRONIQUE (suite)

Pour des neutrons thermiques et un matériau « ordinaire » de densité de noyaux *N* :

$$\lambda = 1\,\text{Å},\ N \approx 10^{29}\,\text{m}^{-3},\ b \approx 10\ \text{F}\ (1\ \text{F} = 10^{-15}\,\text{m}) \rightarrow \boxed{n - 1 \approx -2 \times 10^{-6}}$$





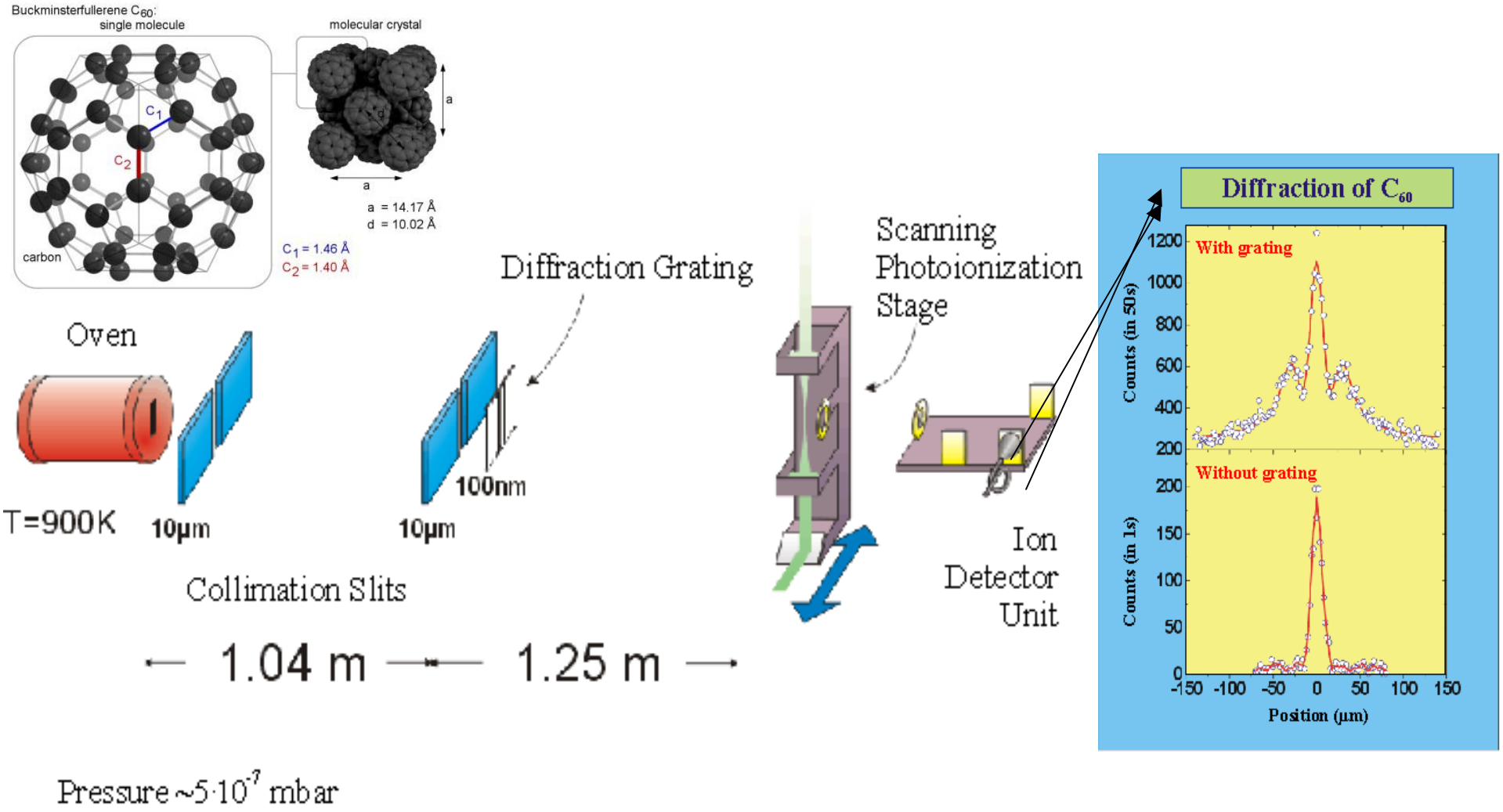
A la réflexion critique (Snell-Descartes) : $n = \dfrac{\sin i}{\sin r} = \dfrac{\cos\theta_c}{1}$ avec $\cos\theta_c \approx 1 - \dfrac{\theta_c^2}{2} = n \approx 1 - \dfrac{Nb\lambda^2}{2\pi} \Rightarrow$

$\boxed{\theta_c \approx \lambda\sqrt{\dfrac{Nb}{\pi}}}$ **La mesure de la grandeur macroscopique θ_c permet d'accéder à la grandeur microscopique b, longueur de diffusion.**

Applications : miroirs monochromateurs multicouches - miroirs polarisants - polymères adsorbés etc...

« DUALITE ONDE-CORPUSCULE » - LES ONDES DE MATIERE

DIFFRACTION de FULLERENES (C_{60})



D.Marchand

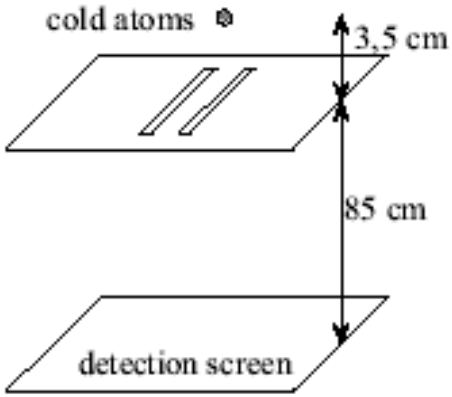
« DUALITE ONDE-CORPUSCULE » - LES ONDES DE MATIERE

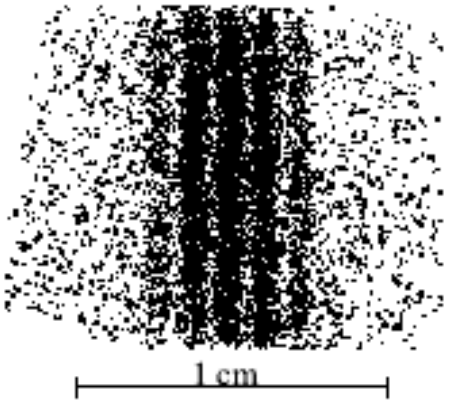
INTERFERENCES ET DIFFRACTION AVEC DES ATOMES « FROIDS » (1)

- **On a vu précédemment que la diffraction des électrons (lents ou rapides) ou des neutrons sont des OUTILS utilisés de manière intensive dans de nombreux champs de la science et de la technologie.**

- $\lambda_{\text{atomique}} = \dfrac{h}{Mv}$ → **nécessité de REFROIDIR les atomes pour obtenir des longueurs d'onde suffisamment importantes où leur caractère ondulatoire pourra se manifester.**

- **Deux techniques sont utilisables :**
  - **Utilisation de masques matériels (peu d'intérêt pratique)**
  - **Interactions avec la lumière laser**



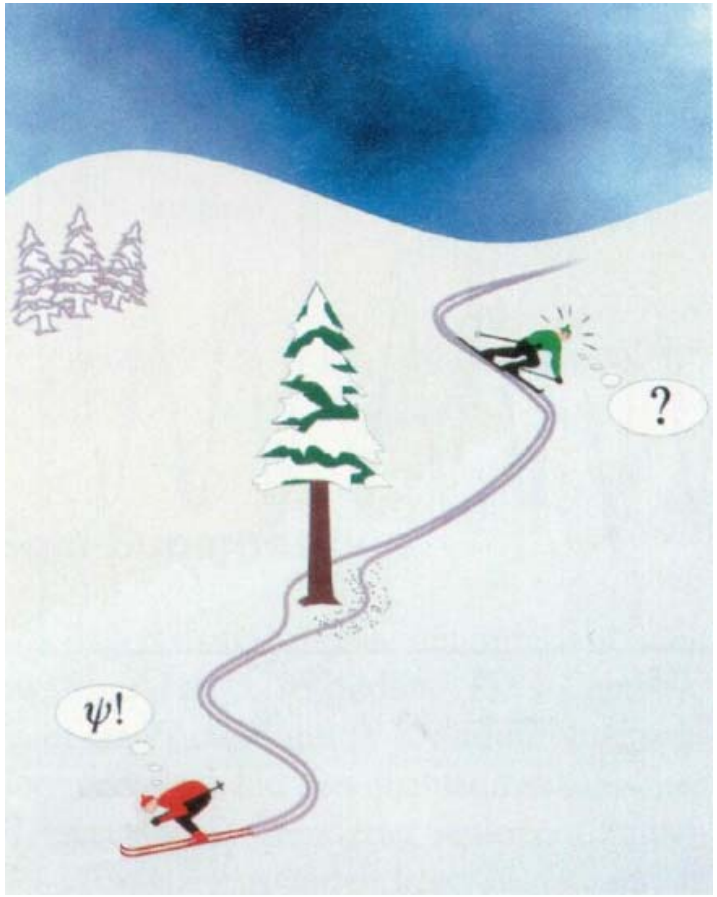


Interférométrie de particules (atomes de néon) en chute libre. Chaque point de la figure d'interférence correspond à l'impact d'un atome sur la plaque déflectrice.

$v \simeq 2\ \text{m.s}^{-1} \Rightarrow \lambda \simeq 15\ \text{nm} \Rightarrow \text{interfrange} \simeq 2\ \text{mm}$

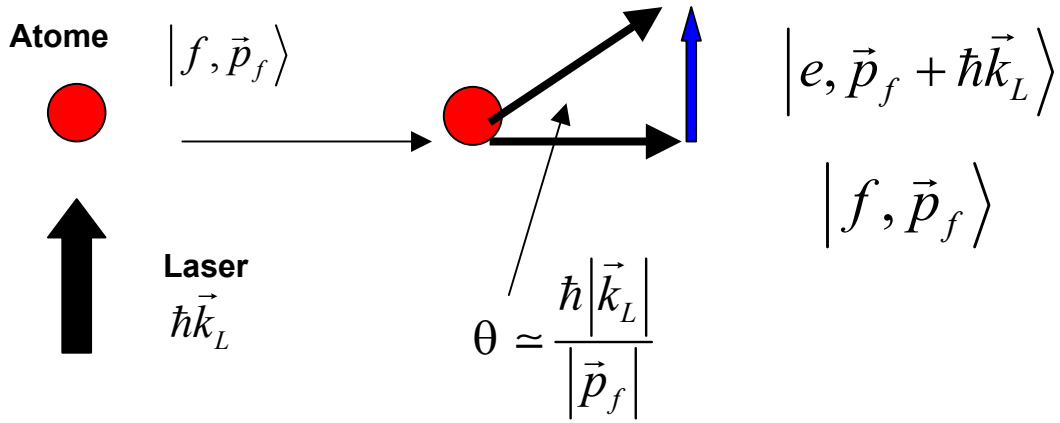
(expérience réalisée en 1992 par une équipe japonaise de Tokyo).

INTERFERENCES ET DIFFRACTION AVEC DES ATOMES « FROIDS » (2)



Une interaction appropriée avec un photon peut par exemple faire passer un atome de son état quantique initial à une superposition de deux états quantiques différents, ce qui signifie que l'onde atomique initiale se voit DEDOUBLEE en deux ondes de caractéristiques différentes. Une interaction ultérieure avec la lumière peut faire l'inverse, c'est-à-dire recombiner les deux ondes : on obtient alors des interférences.

Séparation spatiale du paquet d'ondes :



DIFFRACTION D'ONDES DE MATIERE PAR DES ONDES LUMINEUSES (1)

On a déjà vu précédemment qu'on pouvait agir sur des atomes avec de la lumière. L'action d'un champ lumineux sur des atomes peut être décrite (dans certaines conditions) par un potentiel $U(\vec{r})$, proportionnel à l'intensité lumineuse $I(\vec{r})$.

Soit une onde stationnaire à une dimension $\boxed{U(r) = U_0 \sin^2 kz}$ constituée en superposant deux ondes progressives se propageant selon les directions $\pm z$ où $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ représente le vecteur d'onde de la lumière utilisée. Cette onde stationnaire peut constituer un SEPARATEUR de faisceaux atomiques. Un des avantages de ces ondes lumineuses comparées aux masques matériels est qu'aucun atome n'est absorbé dans le processus de diffraction : chaque atome est transmis ou diffracté.

UN PEU DE THEORIE.....

L'état initial des atomes est décrit par un paquet d'ondes quasi-monochromatique d'impulsion moyenne $p_z = p_0$. On suppose qu'on applique l'onde lumineuse stationnaire pendant une durée *T* et on cherche l'état de l'atome après ce temps.
L'Hamiltonien de l'atome est :

$$H = \frac{p_z^2}{2m} + U_0 \sin^2 kz = \frac{p_z^2}{2m} + \frac{U_0}{2} - \frac{U_0}{2}\cos(2kz) = \frac{p_z^2}{2m} + \frac{U_0}{2} - \frac{U_0}{4}(e^{2ikz} + e^{-2ikz})$$

DIFFRACTION D'ONDES DE MATIERE PAR DES ONDES LUMINEUSES (2)

Cet Hamiltonien va coupler l'état initial, qui correspond à l'onde plane $|p_0\rangle$, à une famille d'états $|p_0 \pm 2n\hbar k\rangle$ où n est un entier.

L'état au bout du temps *T* s'écrit formellement : $|\psi(T)\rangle = e^{-\frac{i}{\hbar}HT}|\psi(0)\rangle$ avec $|\psi(0)\rangle = |p_0\rangle$

Hypothèse du réseau « mince » : on néglige le mouvement des atomes le long de l'axe *z* pendant la durée *T* et donc l'énergie cinétique $\frac{p_z^2}{2m}$ dans l'Hamiltonien :

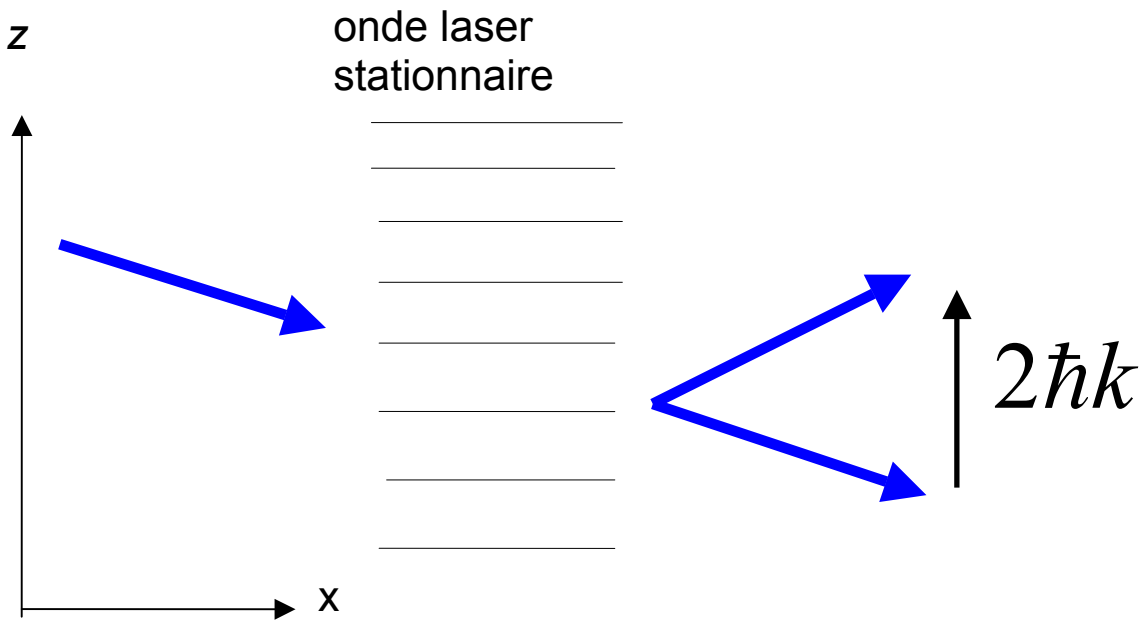
$$|\psi(T)\rangle = e^{\frac{i}{\hbar}\frac{U_0}{2}T\cos(2kz)}|p_0\rangle = \left(\sum_{n=-\infty}^{n=+\infty}(i)^n J_n\left(\frac{U_0 T}{2\hbar}\right)e^{-2inkz}\right)|p_0\rangle = \sum_n (i)^n J_n\left(\frac{U_0 T}{2\hbar}\right)|p_0 - 2n\hbar k\rangle$$

(on rappelle que $e^{\pm iu\cos\theta} = \sum(\pm i)^n J_n(u)e^{\mp in\theta}$ où les J_n sont les fonctions de Bessel).

La distribution d'impulsion finale est constituée d'un peigne de valeurs régulièrement espacées, correspondant aux différents nombres possibles de cycles « absorption dans une onde de laser progressive + émission stimulée dans l'autre onde de laser progressive », chaque cycle transférant à l'atome une impulsion $\pm 2\hbar k$.
L'intensité de chaque ordre diffracté est donné par le carré des fonctions de Bessel *J*$_n$.

DIFFRACTION D'ONDES DE MATIERE PAR DES ONDES LUMINEUSES (3)

Ce traitement se généralise au cas du mouvement 3D des atomes. On observe alors une série de pics diffractés, dont le poids est donné par les fonctions de Bessel trouvée plus haut.

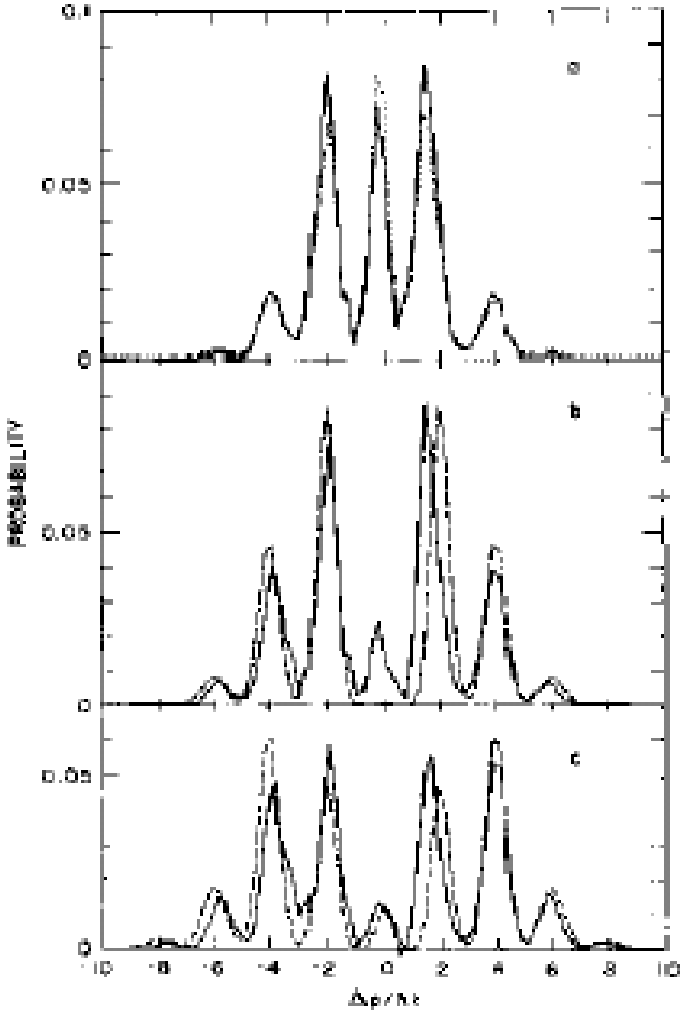


Diffraction de Bragg

l'impulsion le long de l'axe *z* est choisie égale à $-\hbar k$ et le pic diffracté a une impulsion $+\hbar k$

Dans le cas présent on observe simplement une oscillation de Rabi à la pulsation $\frac{U_0}{2\hbar}$ entre les deux états $|p_x, p_z = -\hbar k\rangle$ et $|p_x, p_z = +\hbar k\rangle$

DIFFRACTION D'ONDES DE MATIERE PAR DES ONDES LUMINEUSES (4)



Diffraction d'un jet atomique de sodium par une onde laser stationnaire disposée le long de l'axe *z* .

Les pics de diffraction observés dans la distribution de l'impulsion p_z s'ajustent bien par les fonctions de Bessel.

Cette figure est extraite de :
P.L. Gould *et al*, Phys. Rev. Lett. 56, 827 (1986)

DES INTERFERENCES ATOMIQUES, POUR QUOI FAIRE ?

Avec ses multiples interactions possibles, l'atome apparaît comme un outil idéal pour sonder l'environnement extérieur. A la fois magnétomètre, balance, horloge...quelle que soit la grandeur physique que l'on souhaite déterminer, l'atome possède une propriété qui permet de la mesurer. Le fait de pouvoir accéder à la nature ondulatoire de l'atome permet alors d'imaginer des techniques de mesures interférométriques (mettant en jeu la phase atomique), améliorant ainsi énormément la sensibilité de la mesure. On sait maintenant réaliser des interféromètres à atomes équivalents à des interféromètres optiques de Michelson, de Mach-Zehnder, de Fabry-Pérot et de bien d'autres encore. Ces dispositifs ont déjà permis de mesurer un certain nombre de grandeurs physiques avec une extrême précision.

Dans un interféromètre lumineux, les ondes voyagent...à la vitesse de la lumière, c'est-à-dire très vite ! Avec des atomes, c'est différent : les ondes atomiques, beaucoup plus lentes, passent un temps relativement long dans l'interféromètre. Il s'ensuit une grande sensibilité des dispositifs à interférences atomiques, sensibilités vis-à-vis des éventuelles interactions auxquelles les atomes sont soumis. Cette sensibilité peut être mise à profit pour des mesures très précises, par exemple de l'accélération de la pesanteur (applications possibles à la prospection minière ou pétrolière...), de la masse d'un atome (pour des tests de certaines lois fondamentales de la physique), de la rotation subie par l'interféromètre (qui devient alors un gyromètre), etc...

Autre avantage des ondes atomiques par rapport aux ondes lumineuses : on peut accéder à une gamme de longueurs d'onde plus étendue, allant grosso modo du micron au

DES INTERFERENCES ATOMIQUES, POUR QUOI FAIRE ? (suite)

nanomètre, alors que les longueurs d'onde lumineuses tournent seulement autour du micron.

Par ailleurs, les interférences atomiques sont exploitées pour faire de l'holographie avec des atomes. Par exemple, en constituant une figure d'interférence, on fabrique du même coup une microstructure , ce qui ouvre la voie à des techniques microlithographiques encore plus fines que celle existant actuellement (pour les besoins de la microélectronique en particulier).