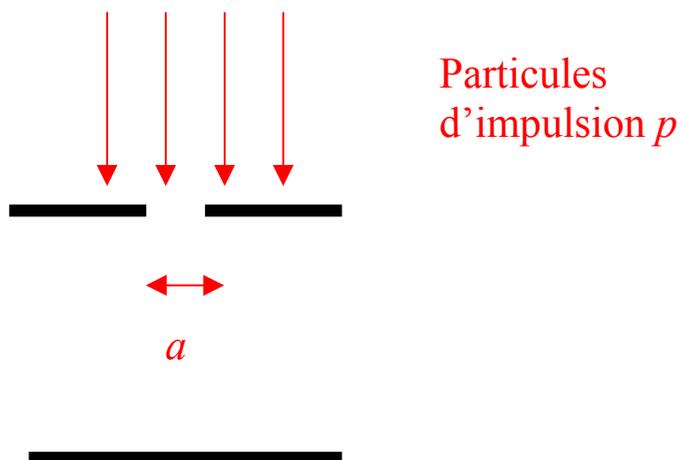


« DUALITE ONDE-CORPUSCULE » - LES ONDES DE MATIERE

• Diffraction d'un jet de particules par un trou



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

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

Les phénomènes non classiques seront dominants si :

$$\lambda > a \Rightarrow pa < h \quad \text{« action »}$$

• Ordres de grandeur ($h = 6,63 \times 10^{-34} \text{ J.s}$)

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



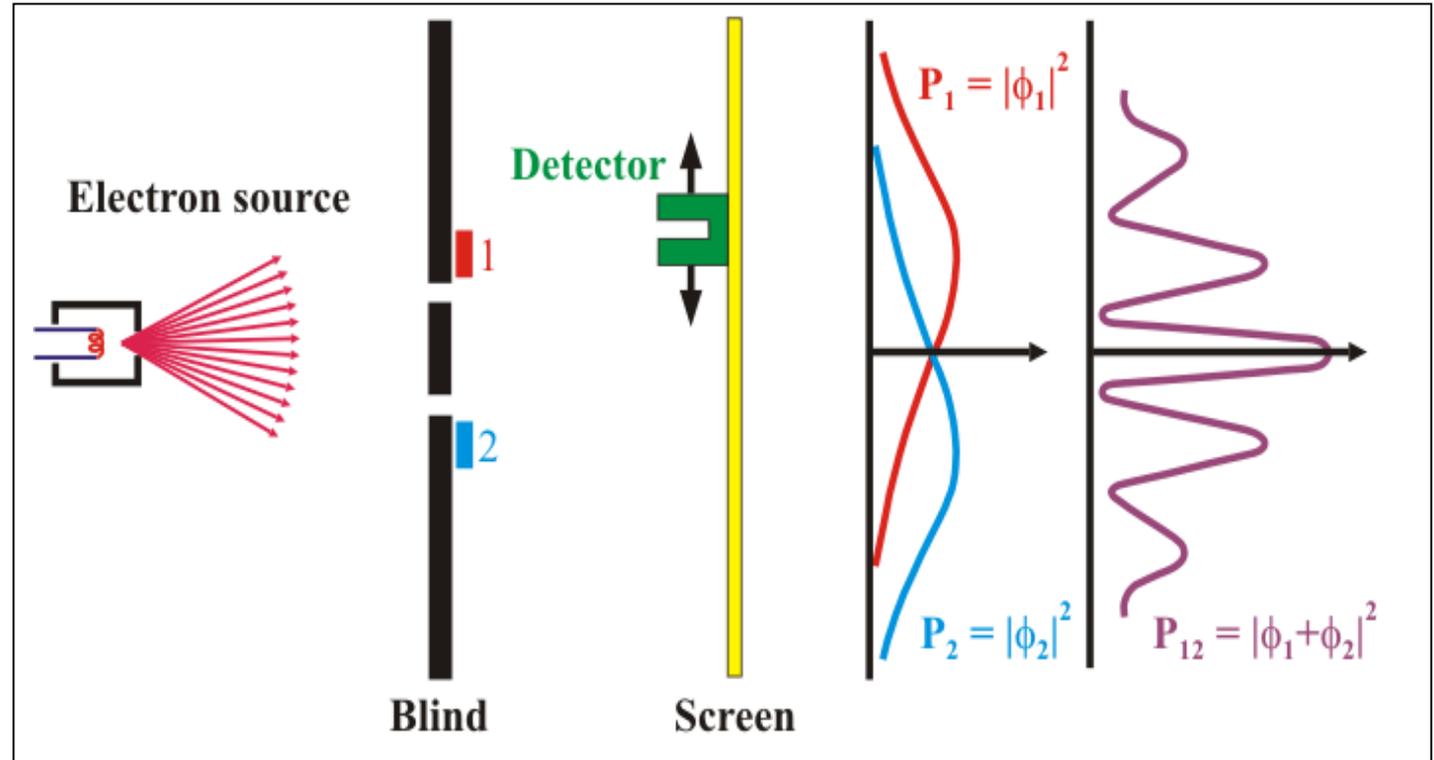
(b) After 1000 electrons



(c) After 10,000 electrons



(d) Two slit electron pattern



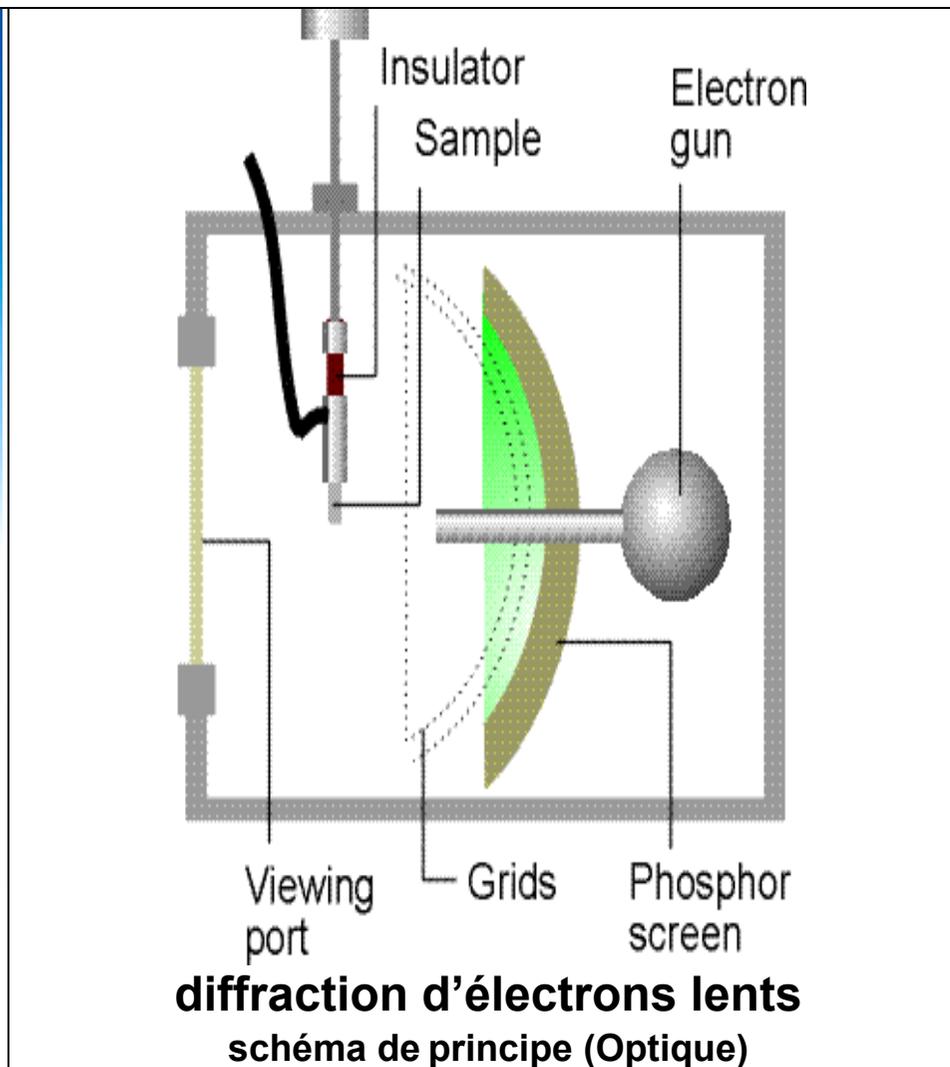
Même type d'expérience menée avec des électrons

Action = taille x impulsion = taille x masse x vitesse

« DUALITE ONDE-CORPUSCULE » - LES ONDES DE MATIERE

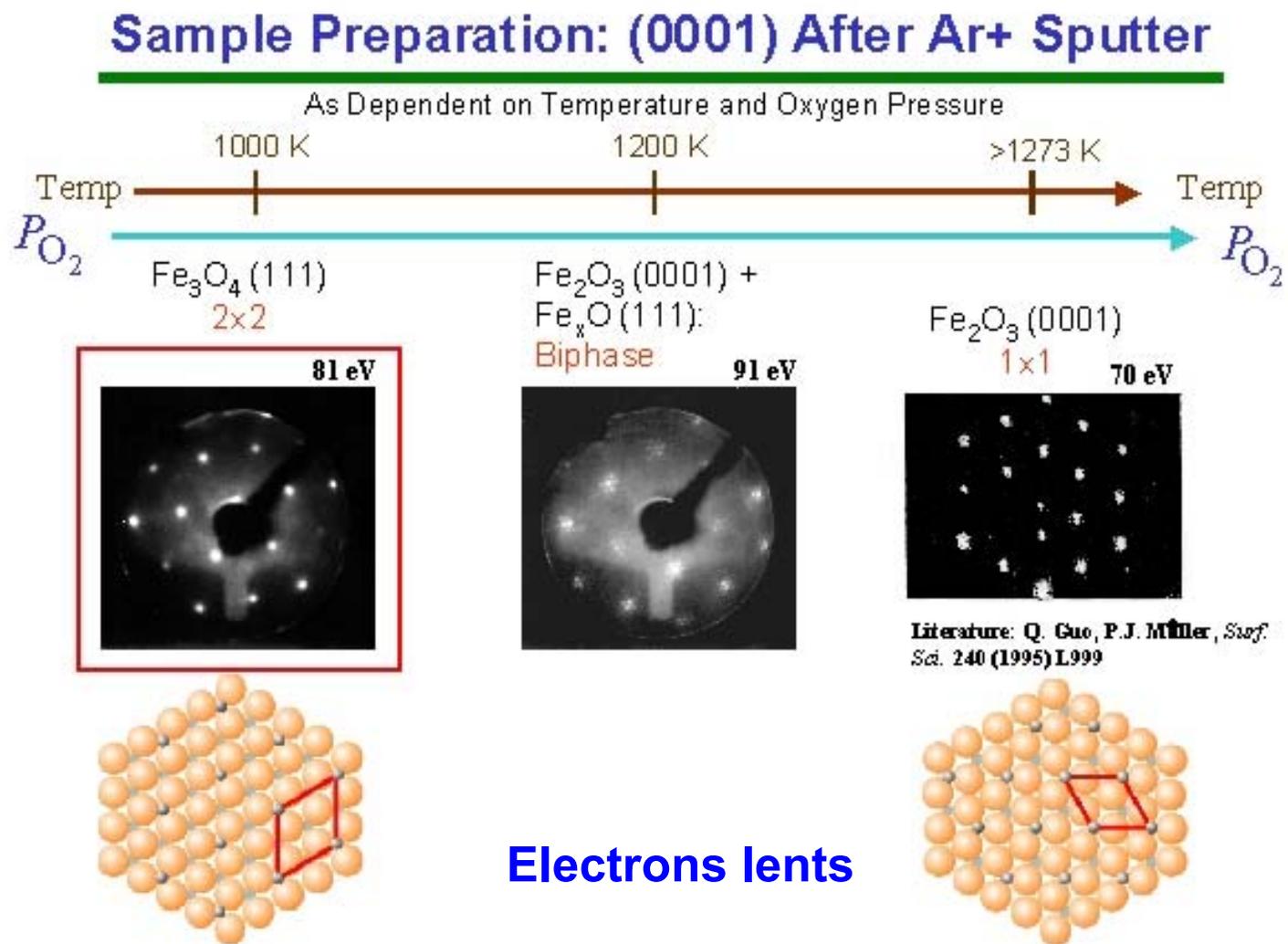


Optique « quatre grilles » de diffraction d'électrons lents dispositif expérimental

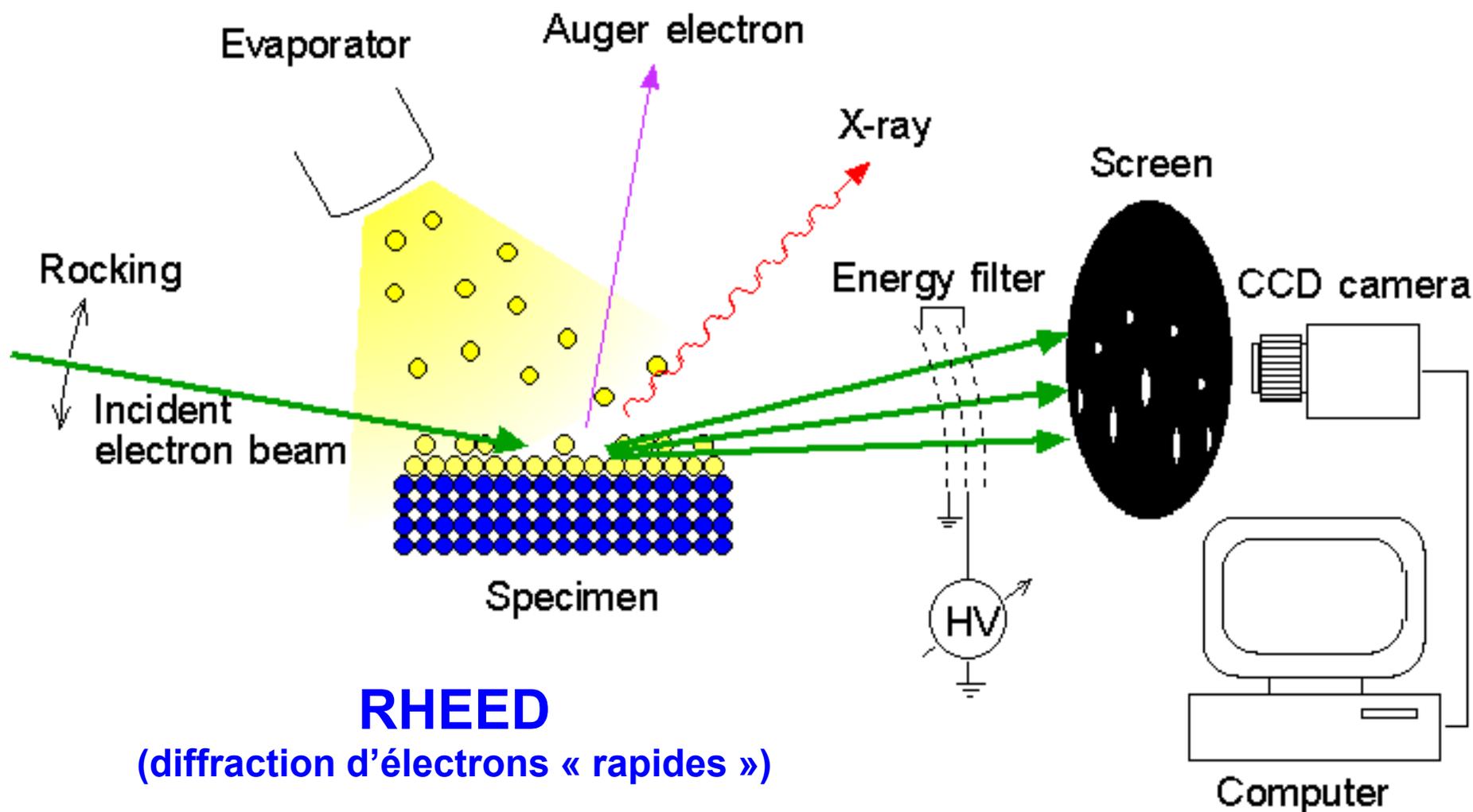


diffraction d'électrons lents schéma de principe (Optique)

« DUALITE ONDE-CORPUSCULE » - LES ONDES DE MATIERE

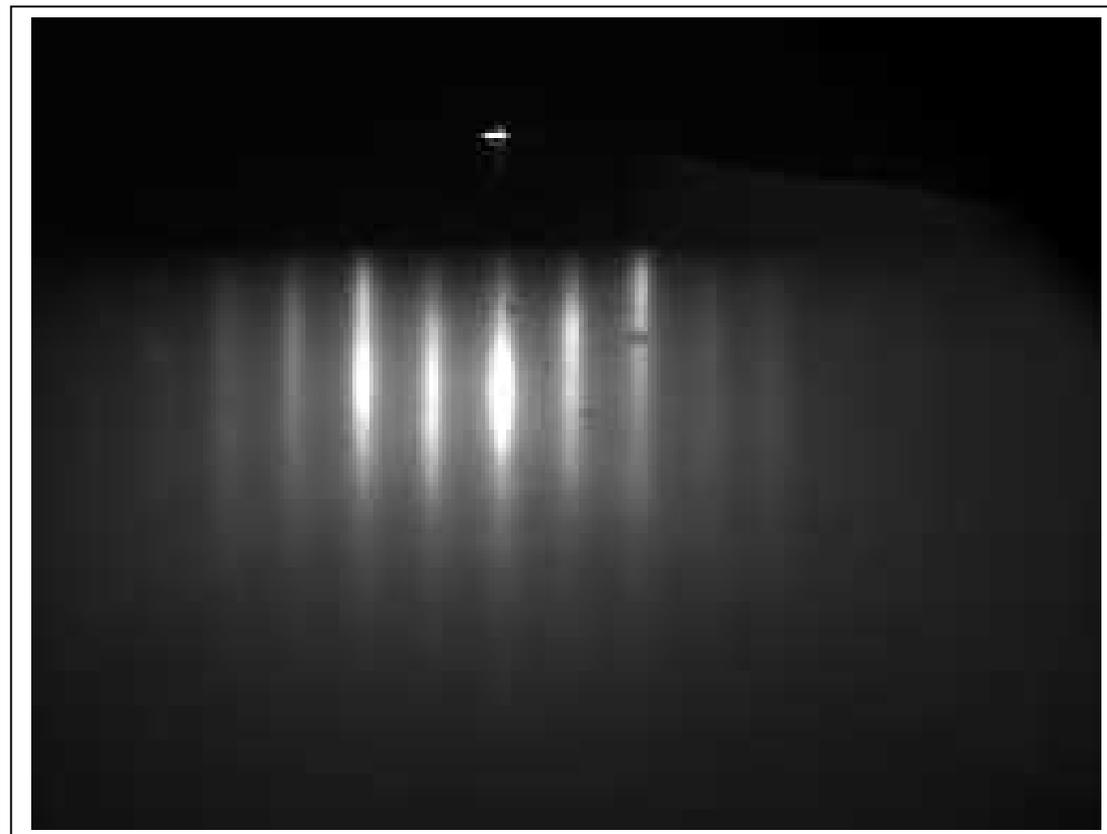
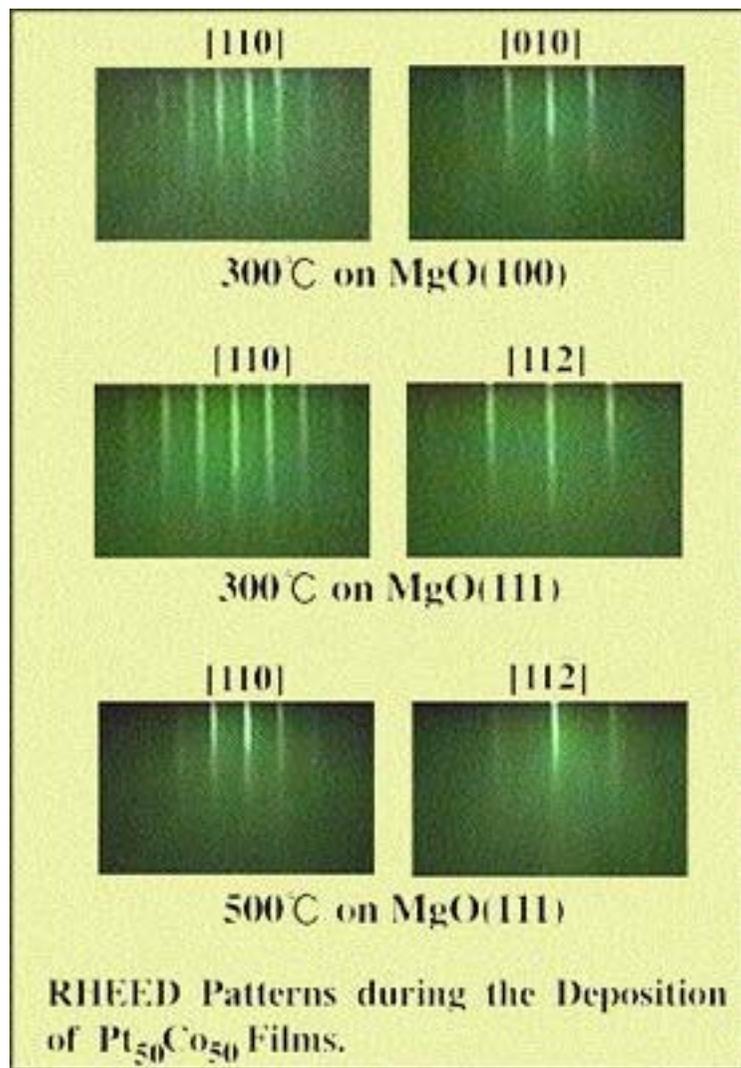


« DUALITE ONDE-CORPUSCULE » - LES ONDES DE MATIERE



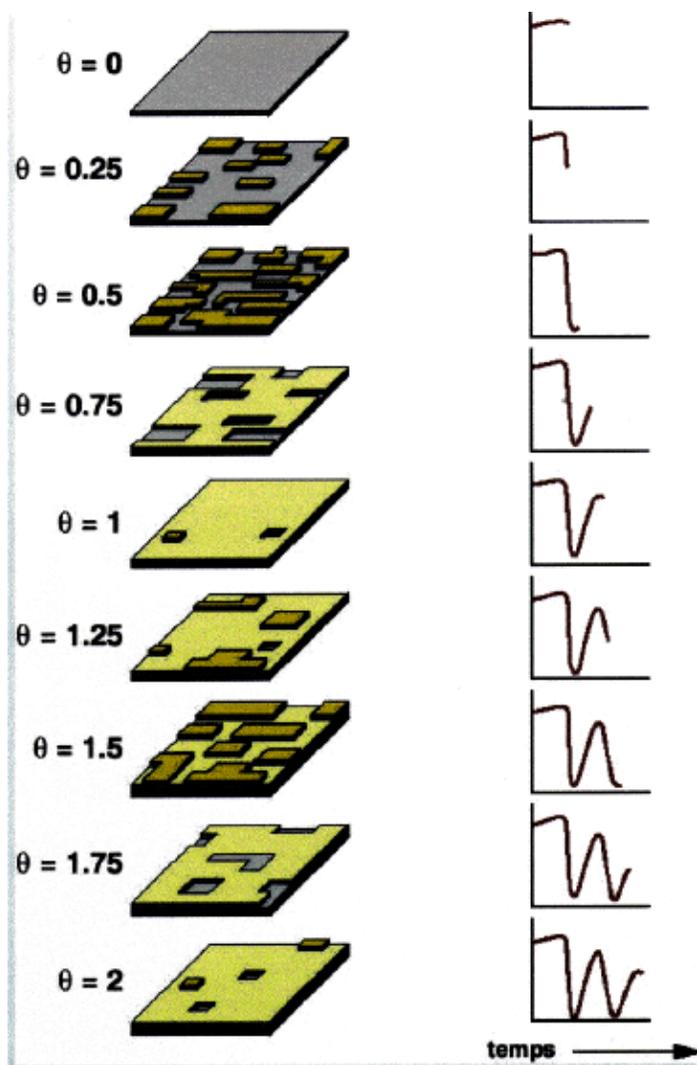
Dualité « onde – corpuscule »

« DUALITE ONDE-CORPUSCULE » - LES ONDES DE MATIERE

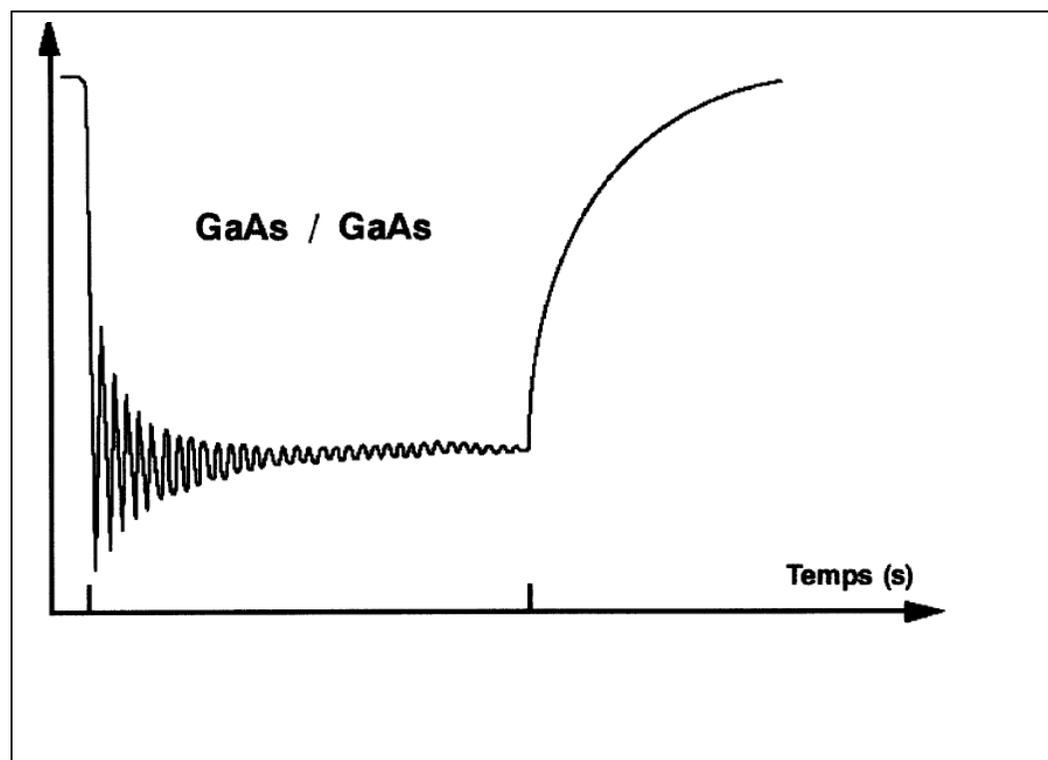


Fe₃O₄ (RHEED)

« DUALITE ONDE-CORPUSCULE » - LES ONDES DE MATIERE



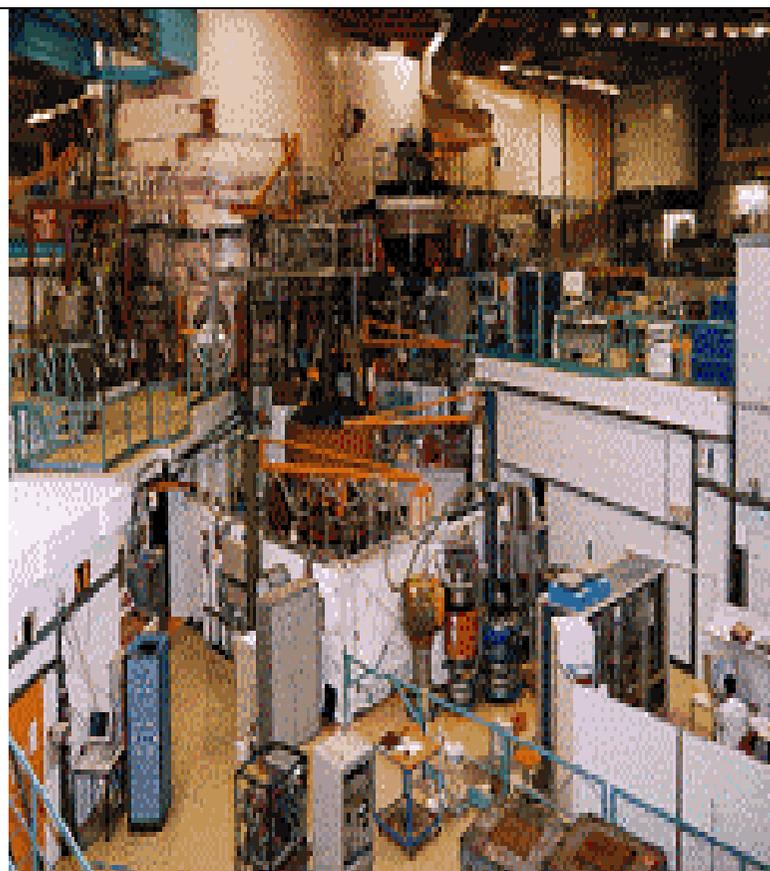
Intensité de la tache spéculaire



OSCILLATIONS RHEED

« DUALITE ONDE-CORPUSCULE » - LES ONDES DE MATIERE

DIFFRACTION DE NEUTRONS - DISPOSITIFS



Hall expérimental à l'ILL

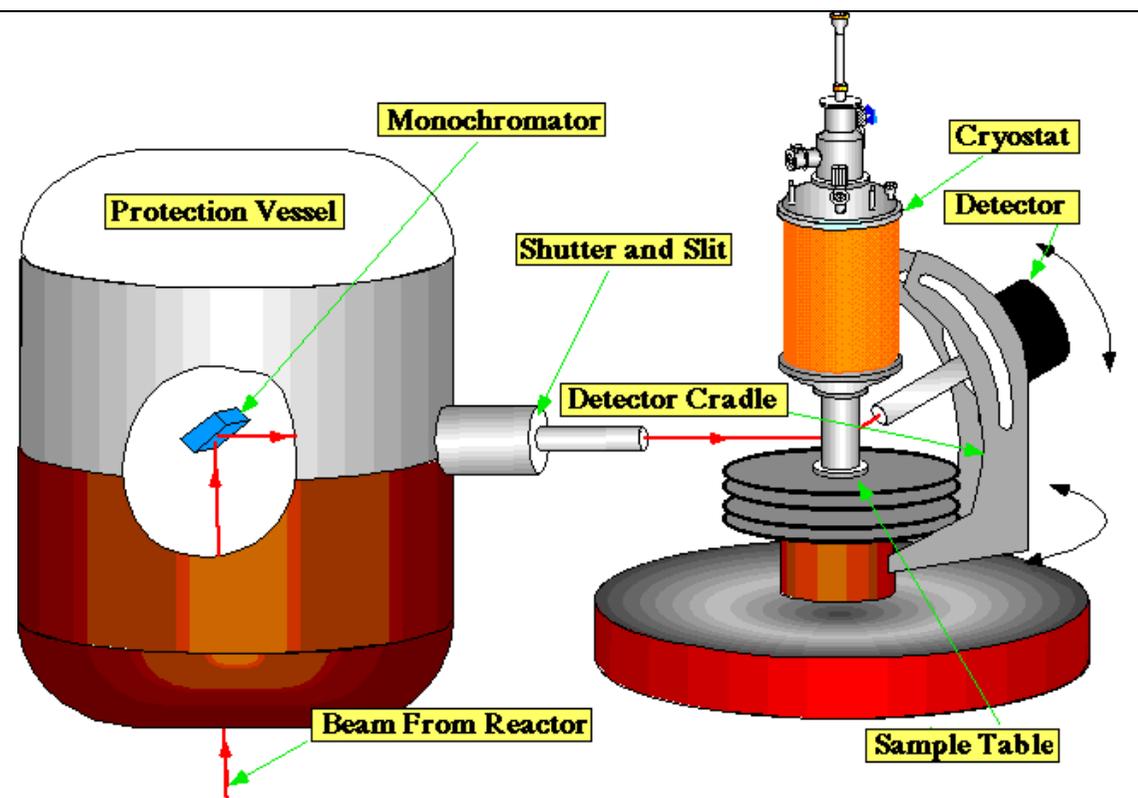


Schéma de principe d'un diffracteur de neutrons

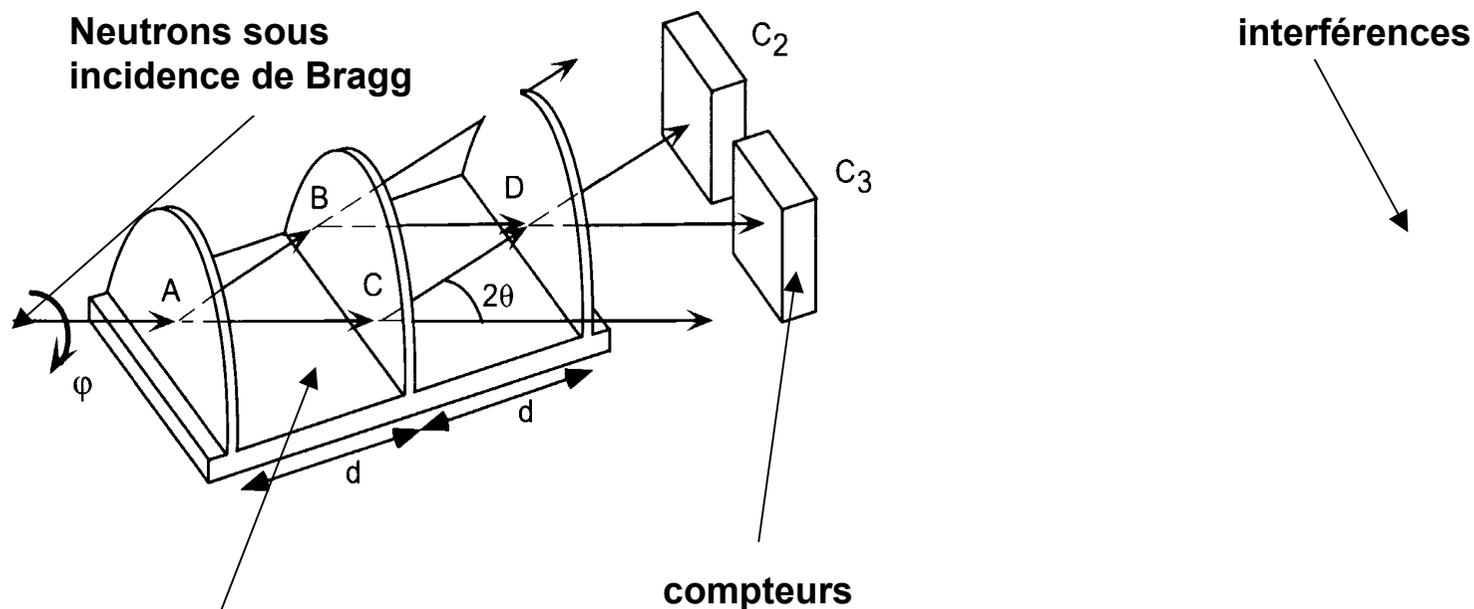
« DUALITE ONDE-CORPUSCULE » - LES ONDES DE MATIERE

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.

« DUALITE ONDE-CORPUSCULE » - LES ONDES DE MATIERE

INTERFERENCES DE NEUTRONS

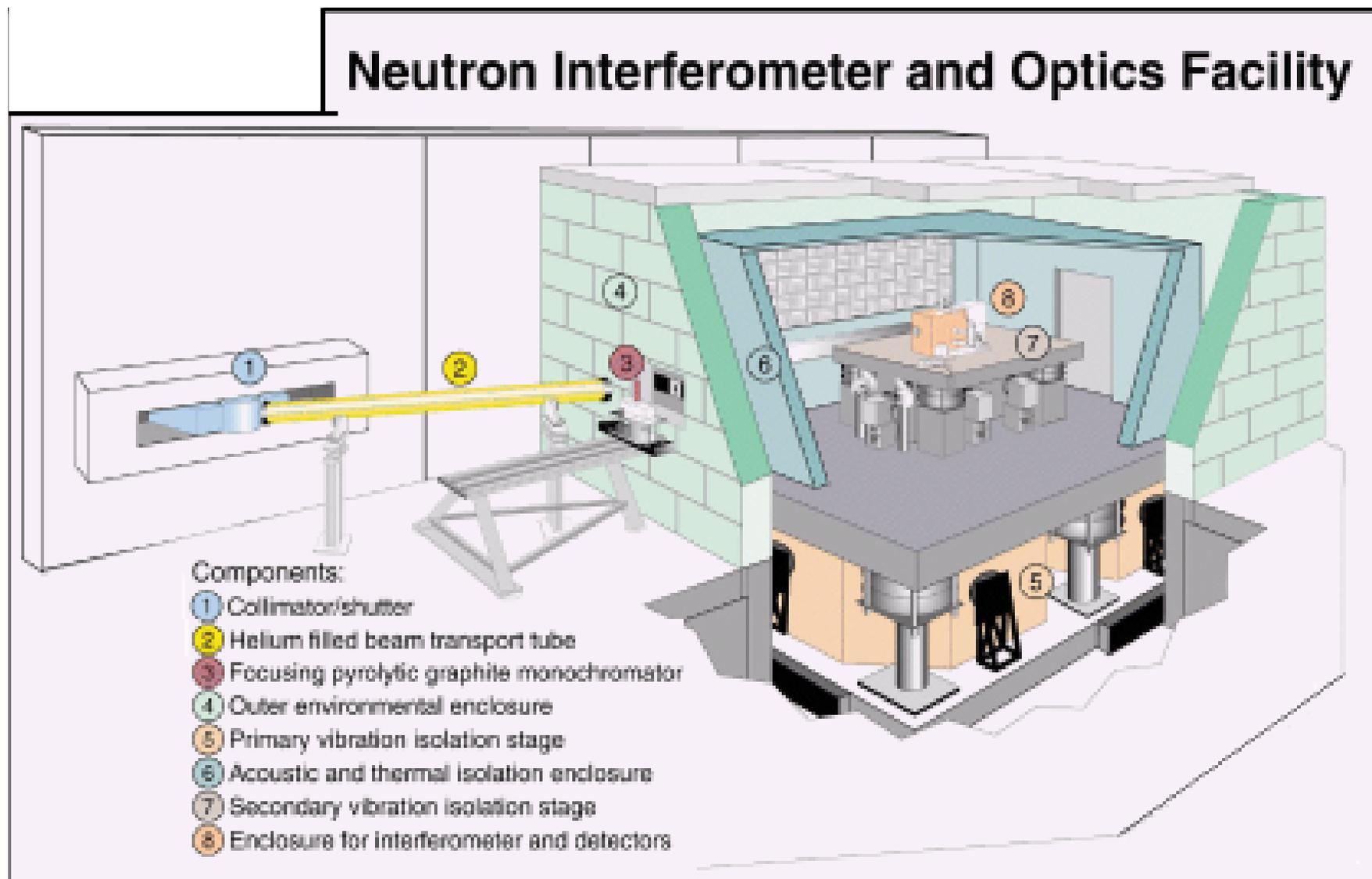


Interféromètre à neutrons constitué par trois plans cristallins découpés dans un monocristal de silicium.

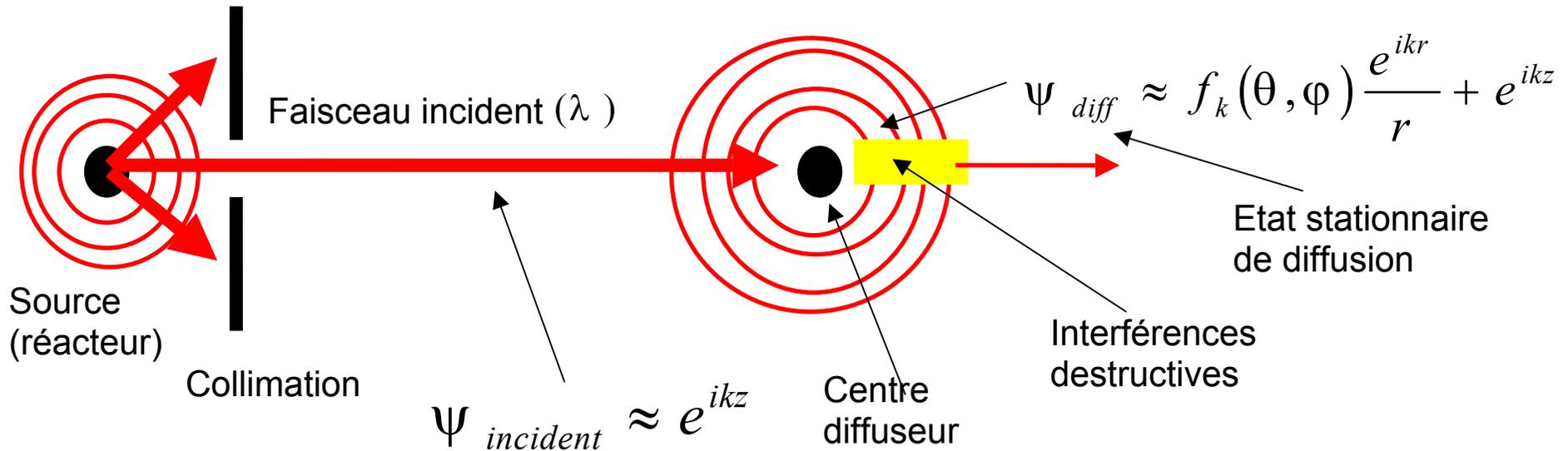
Le dispositif étant mis en rotation, la gravité introduit une différence de marche entre les deux faisceaux de neutrons, ce qui conduit à un phénomène d'interférences. Le dispositif constitué alors un **accéléromètre à neutrons**.

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 $\frac{1}{2}$ 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 :
$$b = - \lim_{k \rightarrow 0} f_k(\Omega)$$
 ($b >$ 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** :

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

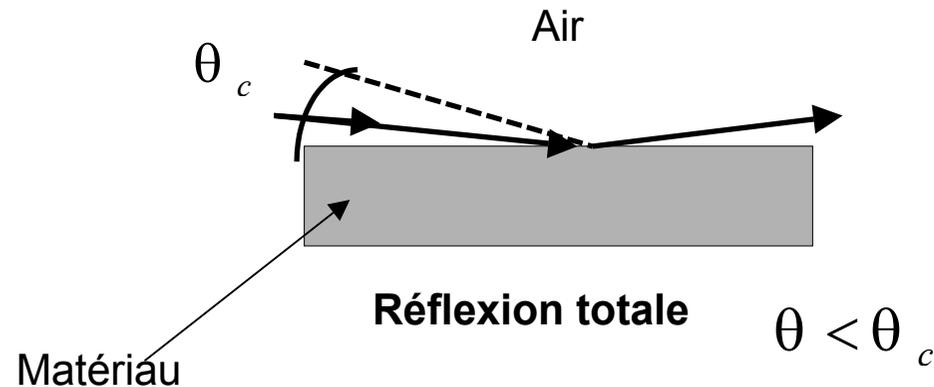
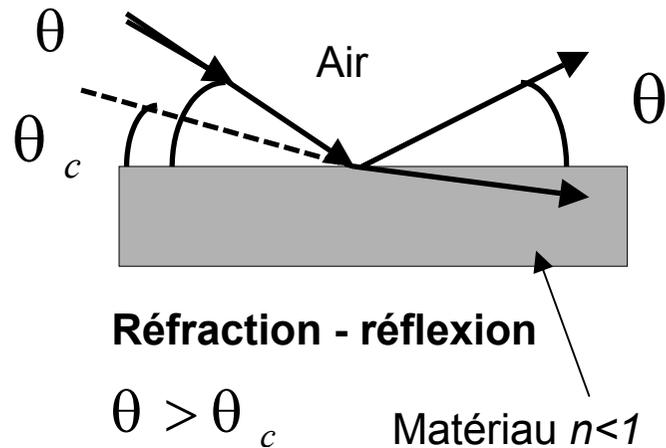
La matière se conduit pour les neutrons lents (thermiques) comme un milieu optique d'indice n . Toutes sortes de dispositifs utilisent cette propriété, à tel point qu'on parle « d'optique neutronique ».

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 :

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



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

$$\boxed{\theta_c \approx \lambda \sqrt{\frac{Nb}{\pi}}}$$

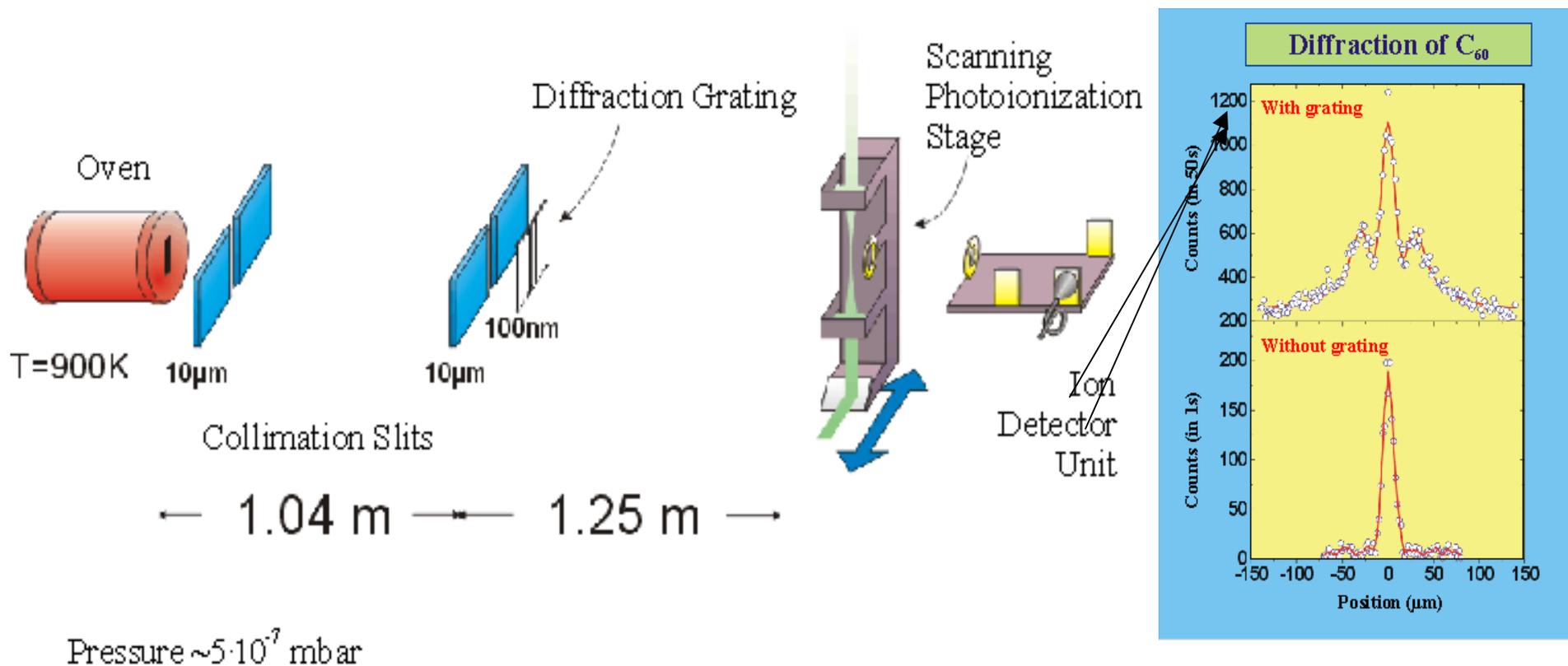
La mesure de la grandeur macroscopique θ_c permet d'accéder à la grandeur microscopique b , longueur de diffusion.

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

Dualité « onde – corpuscule »

« DUALITE ONDE-CORPUSCULE » - LES ONDES DE MATIERE

DIFFRACTION de FULLERENES (C₆₀)



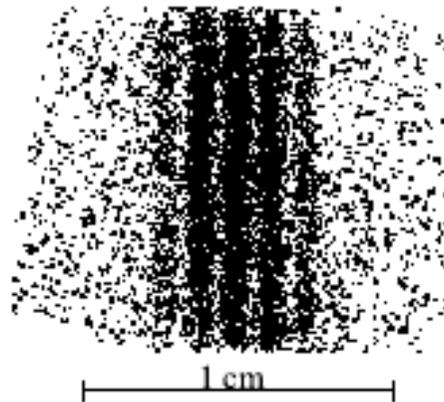
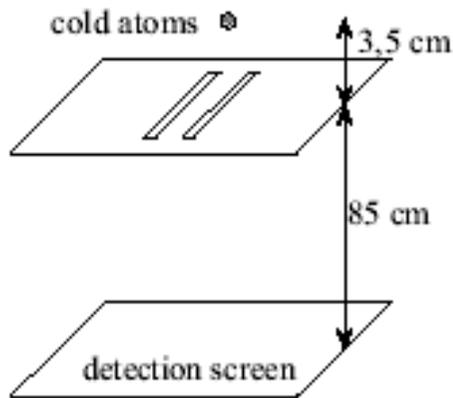
« DUALITE ONDE-CORPUSCULE » - LES ONDES DE MATIERE

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.

$$\lambda_{\text{atomique}} = \frac{h}{Mv}$$

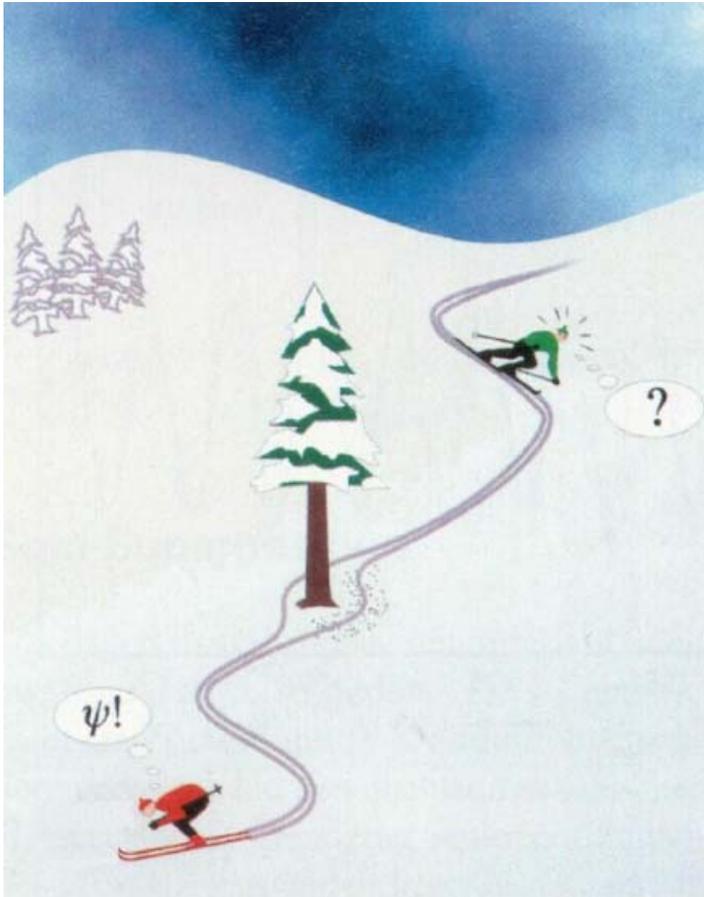
- \longrightarrow nécessité de REFROIDIR les atomes pour obtenir des longueurs d'onde suffisamment importantes où leur caractère ondulatoire pourra se manifester.
- Deux techniques sont utilisables : $\left\{ \begin{array}{l} \text{Utilisation de masques matériels (peu d'intérêt pratique)} \\ \text{Interactions avec la lumière laser} \end{array} \right.$



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.

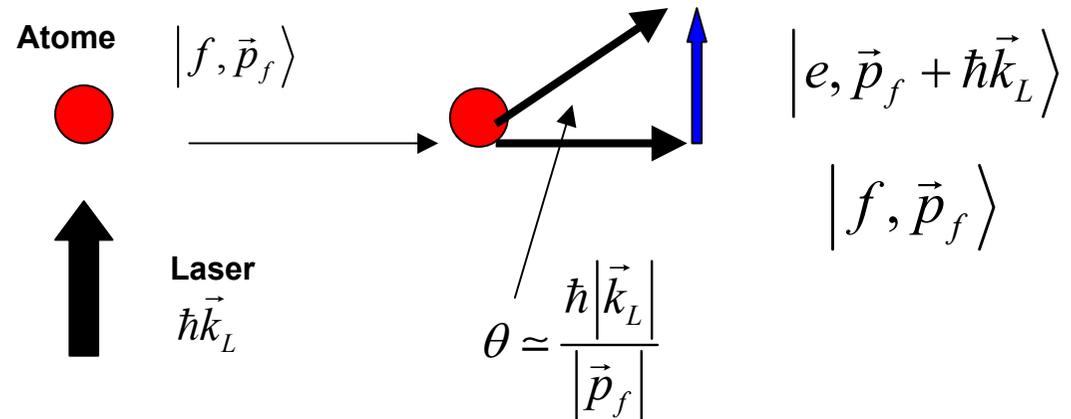
$v \approx 2 \text{ m.s}^{-1} \Rightarrow \lambda \approx 15 \text{ nm} \Rightarrow \text{interfrange} \approx 2 \text{ mm}$
(expérience réalisée en 1992 par une équipe japonaise de Tokyo).

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 recombinaison des 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 $U(r) = U_0 \sin^2 kz$ 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 :

$$|\psi(T)\rangle = e^{\frac{iU_0}{\hbar}T \cos(2kz)} |p_0\rangle = \left(\sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} (i)^n J_n \left(\frac{U_0 T}{2\hbar} \right) e^{-2inkz} \right) |p_0\rangle = \sum_n (i)^n J_n \left(\frac{U_0 T}{2\hbar} \right) |p_0 - 2n\hbar k\rangle$$

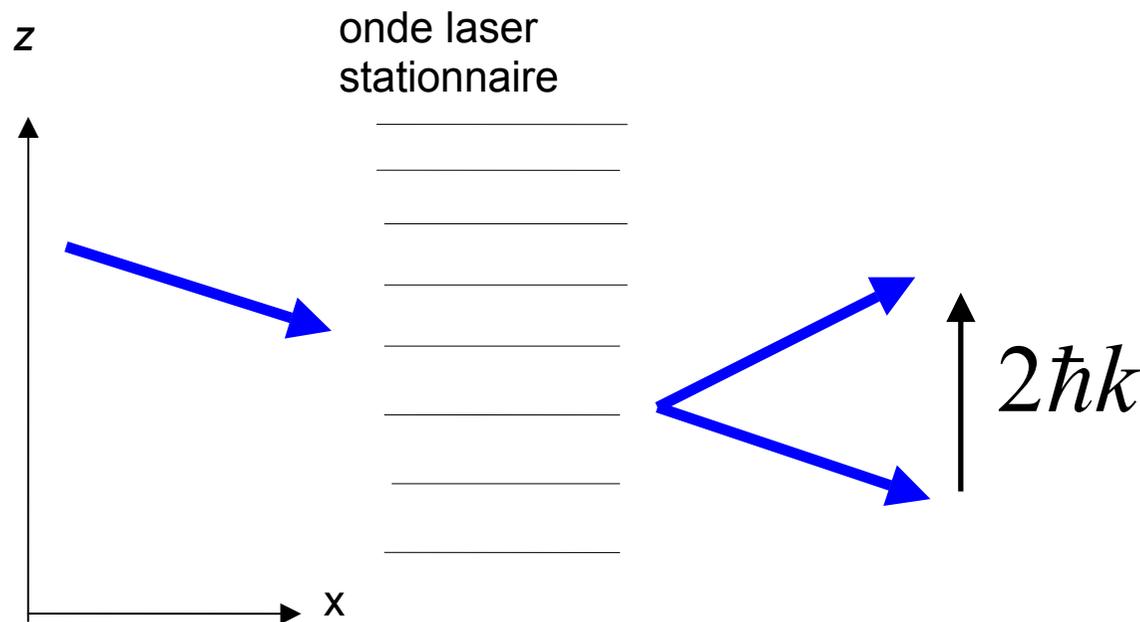
(on rappelle que $e^{\pm iu \cos \theta} = \sum (\pm i)^n J_n(u) e^{\mp in\theta}$ où les J_n sont les fonctions de Bessel).

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.



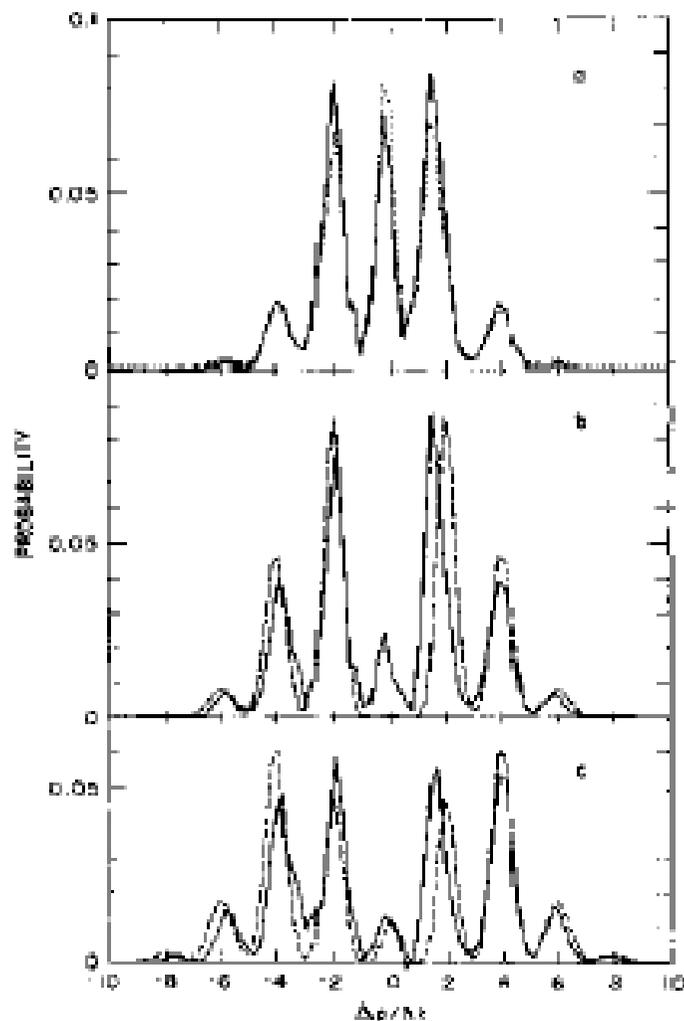
Diffraction de Bragg

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).