

ESPERIMENTI DI FONDAMENTO IN MECCANICA QUANTISTICA

Ottica Materiale ed Effetto Shelving

Bassano Vacchini

DIPARTIMENTO DI FISICA - UNIVERSITÀ DI MILANO

ISTITUZIONI DI FISICA TEORICA

30 MAGGIO 2003

- Natura statistica degli esperimenti in meccanica quantistica

- Natura statistica degli esperimenti in meccanica quantistica
- Ottica materiale

- Natura statistica degli esperimenti in meccanica quantistica
- Ottica materiale
 - ottica elettronica

- Natura statistica degli esperimenti in meccanica quantistica
- Ottica materiale
 - ottica elettronica
 - ottica neutronica

- Natura statistica degli esperimenti in meccanica quantistica
- Ottica materiale
 - ottica elettronica
 - ottica neutronica
 - ottica atomica

- Natura statistica degli esperimenti in meccanica quantistica
- Ottica materiale
 - ottica elettronica
 - ottica neutronica
 - ottica atomica
 - ottica molecolare

- Natura statistica degli esperimenti in meccanica quantistica
- Ottica materiale
 - ottica elettronica
 - ottica neutronica
 - ottica atomica
 - ottica molecolare
- Misurazioni continue nel tempo

- Natura statistica degli esperimenti in meccanica quantistica
- Ottica materiale
 - ottica elettronica
 - ottica neutronica
 - ottica atomica
 - ottica molecolare
- Misurazioni continue nel tempo
 - effetto shelving

Ordini di grandezza

	$m(\text{g})$	$\lambda_{\text{dB}}(\text{pm})$	$v(\text{m/s})$	realizzazione
elettroni	10^{-27}	4 – 6	$0,5 \times 10^8$	'80
neutroni	10^{-24}	200 – 2000	200 – 2000	'70 – '90
atomi	10^{-23}	10 – 20	800 – 1000	'80 – '90
molecole	10^{-21}	2 – 5	100 – 250	'90 – '00

raggio di Bohr: $a_0 \approx 0,5 \text{ \AA}$

luce visibile: $\lambda \approx 0,5 \mu\text{m}$

raggi X: $\lambda \leq 1 \text{ \AA}$

$1 \text{ \AA} = 100 \text{ pm} = 10^{-10} \text{ m}$

$1 \mu\text{m} = 10^4 \text{ \AA} = 10^{-6} \text{ m}$

Assiomatica tradizionale della meccanica quantistica

Sistema di una particella:

ψ vettore normalizzato in spazio di Hilbert \mathcal{H}

Assiomatica tradizionale della meccanica quantistica

Sistema di una particella:

ψ vettore normalizzato in spazio di Hilbert \mathcal{H}

Interpretazione statistica:

e evento associato ad un sottospazio $\mathcal{S}_e \subset \mathcal{H}$

$$p_e = \|\hat{P}_e \psi\|^2 = \langle \psi | \hat{P}_e \psi \rangle$$

e_t evento traslato nel tempo

$$p_e(t) = \|\hat{P}_e(t) \psi\|^2 = \langle \psi_t | \hat{P}_e \psi_t \rangle$$

$$\psi_t = e^{-\frac{i}{\hbar} \hat{H} t} \psi$$

Assiomatica tradizionale della meccanica quantistica

Sistema di una particella:

ψ vettore normalizzato in spazio di Hilbert \mathcal{H}

Interpretazione statistica:

e evento associato ad un sottospazio $\mathcal{S}_e \subset \mathcal{H}$

$$p_e = \|\hat{P}_e \psi\|^2 = \langle \psi | \hat{P}_e \psi \rangle$$

e_t evento traslato nel tempo

$$p_e(t) = \|\hat{P}_e(t) \psi\|^2 = \langle \psi_t | \hat{P}_e \psi_t \rangle \quad \psi_t = e^{-\frac{i}{\hbar} \hat{H} t} \psi$$

Grandezza osservabile:

\hat{A} operatore autoaggiunto in \mathcal{H}

$$\hat{A} = \sum_n a_n \hat{P}_n \quad \langle \hat{A} \rangle_t = \sum_n a_n p_{e_n}(t) = \sum_n a_n \|\hat{P}_{e_n}(t) \psi\|^2$$

famiglia di eventi e_n corrispondenti alle proprietà:

la grandezza A assume il valore a_n

Natura statistica degli esperimenti

Schema di esperimento a particella singola:



Natura statistica degli esperimenti

Schema di esperimento a particella singola:



Dati disponibili:

descrizione sorgente e rivelatore, frequenze relative (riproducibili)

Natura statistica degli esperimenti

Schema di esperimento a particella singola:



Dati disponibili:

descrizione sorgente e rivelatore, frequenze relative (riproducibili)

Preparazione del sistema:

ψ vettore normalizzato in spazio di Hilbert \mathcal{H}

Natura statistica degli esperimenti

Schema di esperimento a particella singola:



Dati disponibili:

descrizione sorgente e rivelatore, frequenze relative (riproducibili)

Preparazione del sistema:

ψ vettore normalizzato in spazio di Hilbert \mathcal{H}

Dato osservato:

probabilità che la grandezza A

associata all'operatore autoaggiunto \hat{A} in \mathcal{H}

assuma valori in un certo intervallo M della retta reale

Linearità dell'equazione di Schrödinger:

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\psi_t\rangle = \hat{H} |\psi_t\rangle$$

$$\psi_{1t} = e^{i\phi t} |\psi_{1t}|, \quad \psi_{2t} = e^{i\chi t} |\psi_{2t}| \text{ soluzioni stazionarie}$$

$\Rightarrow \psi_{1t} + \psi_{2t}$ **soluzione**

$$|\psi_{1t} + \psi_{2t}|^2 = |\psi_{1t}|^2 + |\psi_{2t}|^2 + 2|\psi_{1t}||\psi_{2t}| \cos[(\phi - \chi)t]$$

Linearità dell'equazione di Schrödinger:

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\psi_t\rangle = \hat{H} |\psi_t\rangle$$

$$\psi_{1t} = e^{i\phi t} |\psi_{1t}|, \quad \psi_{2t} = e^{i\chi t} |\psi_{2t}| \text{ soluzioni stazionarie}$$

$\Rightarrow \psi_{1t} + \psi_{2t}$ soluzione

$$|\psi_{1t} + \psi_{2t}|^2 = |\psi_{1t}|^2 + |\psi_{2t}|^2 + 2|\psi_{1t}||\psi_{2t}| \cos[(\phi - \chi)t]$$

Equazione agli stati stazionari:

$$\hat{H} |\psi\rangle = E |\psi\rangle$$

$$\nabla \psi(\mathbf{x}) + \frac{2m}{\hbar^2} [E - V(\mathbf{x})] \psi(\mathbf{x}) = 0$$

$V(\mathbf{x})$ potenziale ottico (anche complesso, grandezza macroscopica)

$$\mathbf{k}(\mathbf{x}) = \frac{1}{\hbar} \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} [E - V(\mathbf{x})]} \hat{\mathbf{e}} \quad n(\mathbf{x}) = \frac{k(\mathbf{x})}{k_0} = \sqrt{1 - \frac{V(\mathbf{x})}{E}}$$

vettore d'onda e indice di rifrazione

Linearità dell'equazione di Schrödinger:

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\psi_t\rangle = \hat{H} |\psi_t\rangle$$

$$\psi_{1t} = e^{i\phi t} |\psi_{1t}|, \quad \psi_{2t} = e^{i\chi t} |\psi_{2t}| \text{ soluzioni stazionarie}$$

$$\Rightarrow \psi_{1t} + \psi_{2t} \text{ soluzione}$$

$$|\psi_{1t} + \psi_{2t}|^2 = |\psi_{1t}|^2 + |\psi_{2t}|^2 + 2|\psi_{1t}||\psi_{2t}| \cos[(\phi - \chi)t]$$

Equazione agli stati stazionari:

$$\hat{H} |\psi\rangle = E |\psi\rangle$$

$$\nabla \psi(\mathbf{x}) + \frac{2m}{\hbar^2} [E - V(\mathbf{x})] \psi(\mathbf{x}) = 0$$

$V(\mathbf{x})$ potenziale ottico (anche complesso, grandezza macroscopica)

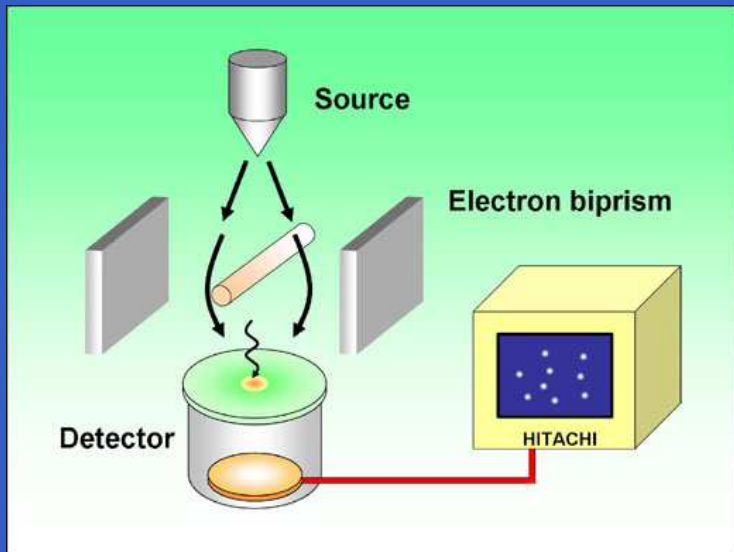
$$\mathbf{k}(\mathbf{x}) = \frac{1}{\hbar} \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} [E - V(\mathbf{x})]} \hat{\mathbf{e}} \quad n(\mathbf{x}) = \frac{k(\mathbf{x})}{k_0} = \sqrt{1 - \frac{V(\mathbf{x})}{E}}$$

vettore d'onda e indice di rifrazione

Equazione di Helmholtz:

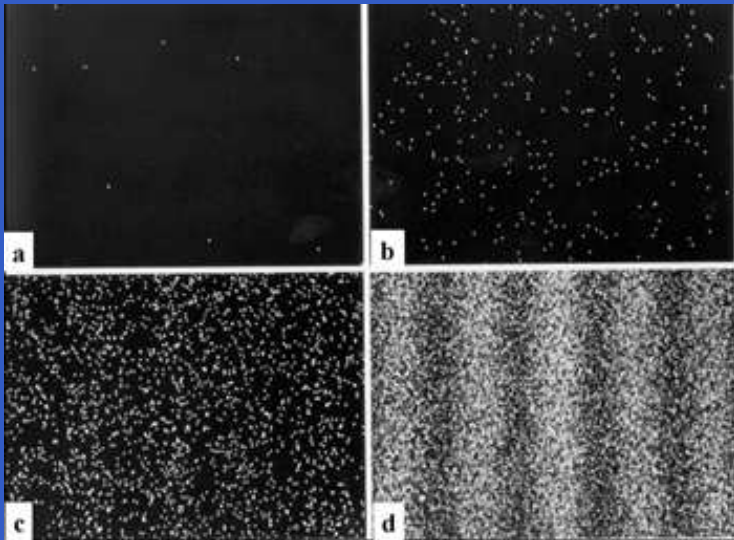
$$[\nabla + k^2(\mathbf{x})] \psi(\mathbf{x}) = 0$$

- Biprisma
- Sorgente: cannone elettronico
- Sfasamento: interazione con campo elettrostatico
- Valori: $m \approx 10^{-27} \text{g}$ $\lambda_{\text{dB}} \approx 5 \text{pm}$
- Esperimento di particella singola



Risultati sperimentali

- Difficoltà nel produrre fascio sufficientemente coerente (monocromatico e ben collimato)
- Sviluppo della microscopia elettronica
- Efficienza nella rivelazione prossima ad uno
- Durata esperimento di circa 30 minuti



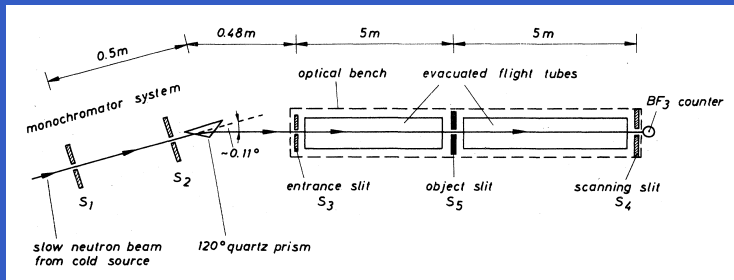
Ottica neutronica I

- Singola e doppia fenditura

- Sorgente: reattore nucleare

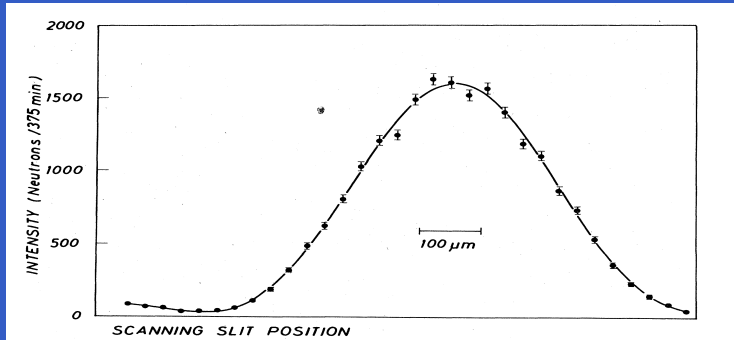
- Valori: $m \approx 10^{-24} \text{g}$ $\lambda_{\text{dB}} \approx 2000 \text{pm}$

- Esperimento di particella singola



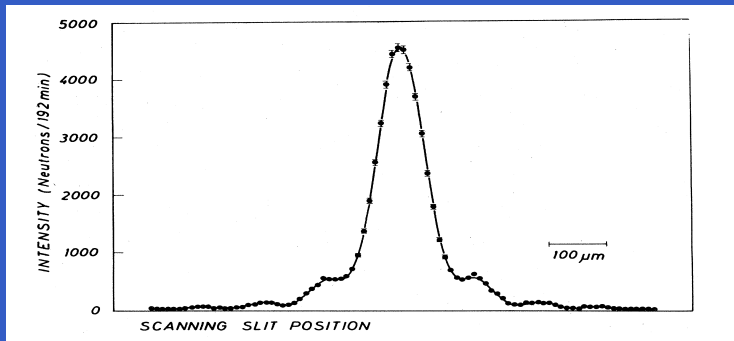
Risultati sperimentali

Dimensione fenditura $90\mu\text{m}$



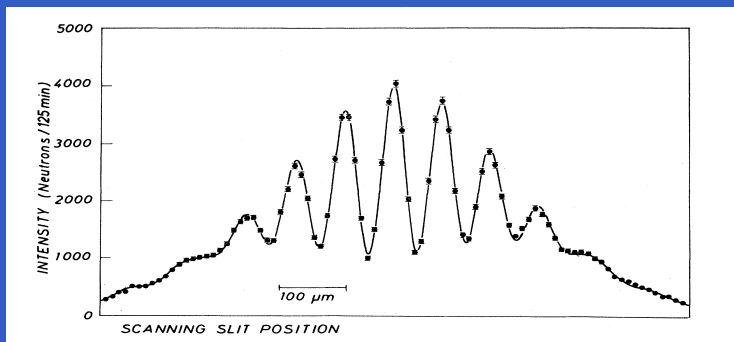
- Singola fenditura ottenuta da lembi di vetro ricoperti di forti assorbitori (gadolinio, boro)

Dimensione fenditura $23\mu\text{m}$



- Doppia fenditura ottenuta inserendo centralmente un filo di boro

Doppia fenditura



- Durata esperimento di circa 300 ore

Ottica neutronica II

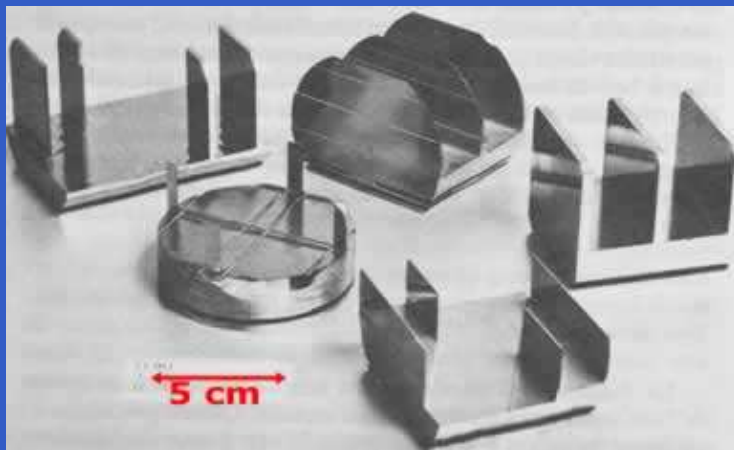
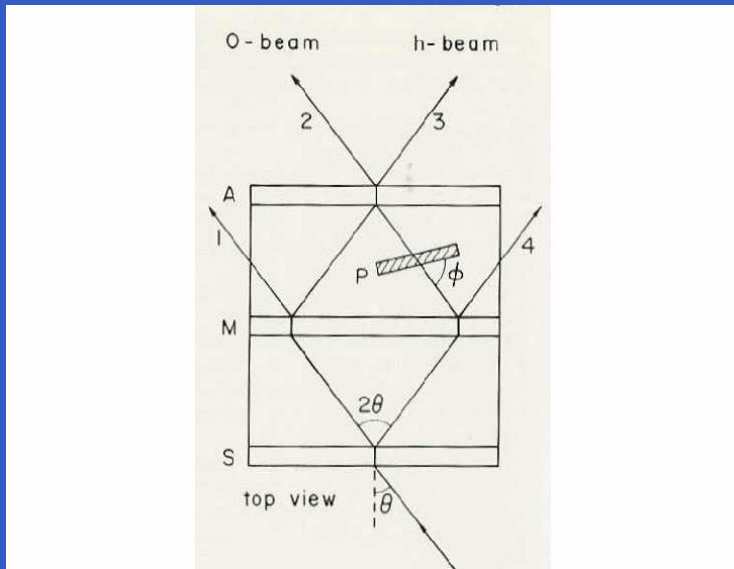
- Interferometro Mach-Zender (riflessione alla Bragg da cristallo monolitico di silicio)

- Sorgente: reattore nucleare

- Sfasamento: interazione con campione di materiale omogeneo (Al)

- Valori: $m \approx 10^{-24}$ g $\lambda_{dB} \approx 200$ pm

- Esperimento di particella singola



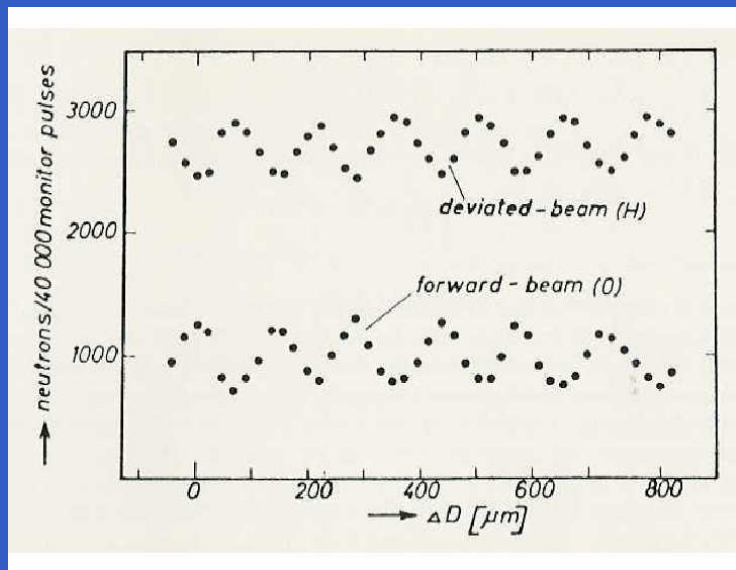
Risultati sperimentali □

- Potenziale ottico $V = \frac{2\pi\hbar^2}{m}\rho b$
 ρ densità materiale

- Indice di rifrazione $n = 1 - \frac{2\pi\hbar^2}{p^2}\rho b$
 $e^{\frac{i}{\hbar}\mathbf{p}\cdot\mathbf{x}} \rightarrow e^{\frac{i}{\hbar}\mathbf{p}\cdot(\mathbf{x}-\Delta)}$ $\Delta = \frac{2\pi\hbar^2}{p^2}\rho b l_{A1}$

- Visibili anche ordini di interferenza molto elevati

- Dimensioni di fatto macroscopiche dell'apparato (centimetri) e possibilità di manipolare il fascio



Interferenza di pacchetti Gaussiani

Preparazione data da pacchetto Gaussiano a minima incertezza:

$$\psi_{\text{in}}(\mathbf{x}) = \left(\frac{1}{2\pi\sigma_x^2} \right)^{3/4} \exp \left(-\frac{1}{4\sigma_x^2} \mathbf{x}^2 + \frac{i}{\hbar} \mathbf{p}_0 \cdot \mathbf{x} \right)$$

$$\tilde{\psi}_{\text{in}}(\mathbf{p}) = \left(\frac{1}{2\pi\sigma_p^2} \right)^{3/4} \exp \left(-\frac{1}{4\sigma_p^2} (\mathbf{p} - \mathbf{p}_0)^2 \right)$$

$$\sigma_x \sigma_p = \frac{\hbar}{2}$$

Interferenza di pacchetti Gaussiani

Preparazione data da pacchetto Gaussiano a minima incertezza:

$$\psi_{\text{in}}(\mathbf{x}) = \left(\frac{1}{2\pi\sigma_x^2} \right)^{3/4} \exp \left(-\frac{1}{4\sigma_x^2} \mathbf{x}^2 + \frac{i}{\hbar} \mathbf{p}_0 \cdot \mathbf{x} \right)$$

$$\tilde{\psi}_{\text{in}}(\mathbf{p}) = \left(\frac{1}{2\pi\sigma_p^2} \right)^{3/4} \exp \left(-\frac{1}{4\sigma_p^2} (\mathbf{p} - \mathbf{p}_0)^2 \right)$$

$$\sigma_x \sigma_p = \frac{\hbar}{2}$$

Stato in uscita dall'interferometro:

$$\psi_{\text{out}}(\mathbf{x}) = \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{2}} [\psi_{\text{in}}(\mathbf{x}) + \psi_{\text{in}}(\mathbf{x} - \Delta)]$$

$$\tilde{\psi}_{\text{out}}(\mathbf{p}) = \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\tilde{\psi}_{\text{in}}(\mathbf{p}) + \tilde{\psi}_{\text{in}}(\mathbf{p}) e^{-\frac{i}{\hbar} \mathbf{p} \cdot \Delta} \right]$$

Δ sfasamento relativo dovuto all'interazione con il campione di alluminio in uno dei due rami dell'interferometro

L'effetto dell'evoluzione libera non incide sulla figura di interferenza

Distribuzioni di probabilità associate \square

Distribuzioni di probabilità per le posizioni e i momenti in uscita:

$$\begin{aligned} I(\mathbf{x}) &= |\psi_{\text{out}}(\mathbf{x})|^2 \\ &= \frac{1}{8} \left(\frac{1}{2\pi\sigma_x^2} \right)^{3/2} \left[e^{-\frac{1}{2\sigma_x^2}\mathbf{x}^2} + e^{-\frac{1}{2\sigma_x^2}(\mathbf{x}-\Delta)^2} + 2e^{-\frac{\Delta^2\sigma_p^2}{2\hbar^2}} \cos\left(\frac{\mathbf{p}_0\cdot\Delta}{\hbar}\right) e^{-\frac{1}{2\sigma_x^2}\left(\mathbf{x}-\frac{\Delta}{2}\right)^2} \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} I(\mathbf{p}) &= |\tilde{\psi}_{\text{out}}(\mathbf{p})|^2 \\ &= \frac{1}{4} \left(\frac{1}{2\pi\sigma_p^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{1}{\sigma_p^2}(\mathbf{p}-\mathbf{p}_0)^2} \left[1 + \cos\left(\frac{\mathbf{p}\cdot\Delta}{\hbar}\right) \right] \end{aligned}$$

Distribuzioni di probabilità associate \square

Distribuzioni di probabilità per le posizioni e i momenti in uscita:

$$I(\mathbf{x}) = |\psi_{\text{out}}(\mathbf{x})|^2$$
$$= \frac{1}{8} \left(\frac{1}{2\pi\sigma_x^2} \right)^{3/2} \left[e^{-\frac{1}{2\sigma_x^2}\mathbf{x}^2} + e^{-\frac{1}{2\sigma_x^2}(\mathbf{x}-\Delta)^2} + 2e^{-\frac{\Delta^2\sigma_p^2}{2\hbar^2}} \cos\left(\frac{\mathbf{p}_0 \cdot \Delta}{\hbar}\right) e^{-\frac{1}{2\sigma_x^2}\left(\mathbf{x}-\frac{\Delta}{2}\right)^2} \right]$$

$$I(\mathbf{p}) = |\tilde{\psi}_{\text{out}}(\mathbf{p})|^2$$
$$= \frac{1}{4} \left(\frac{1}{2\pi\sigma_p^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{1}{\sigma_p^2}(\mathbf{p}-\mathbf{p}_0)^2} \left[1 + \cos\left(\frac{\mathbf{p} \cdot \Delta}{\hbar}\right) \right]$$

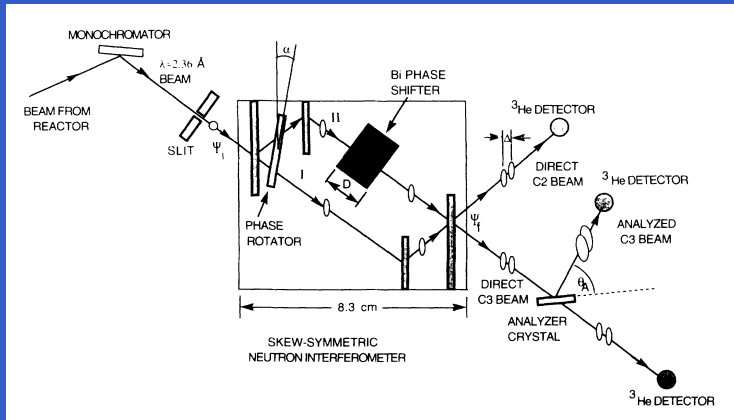
Frazione totale di neutroni in uscita:

$$I = \int_{\mathbb{R}^3} d^3x |\psi_{\text{out}}(\mathbf{x})|^2 = \int_{\mathbb{R}^3} d^3p |\tilde{\psi}_{\text{out}}(\mathbf{p})|^2 = \frac{1}{4} \left[1 + e^{-\frac{\Delta^2\sigma_p^2}{2\hbar^2}} \cos\left(\frac{\mathbf{p}_0 \cdot \Delta}{\hbar}\right) \right]$$

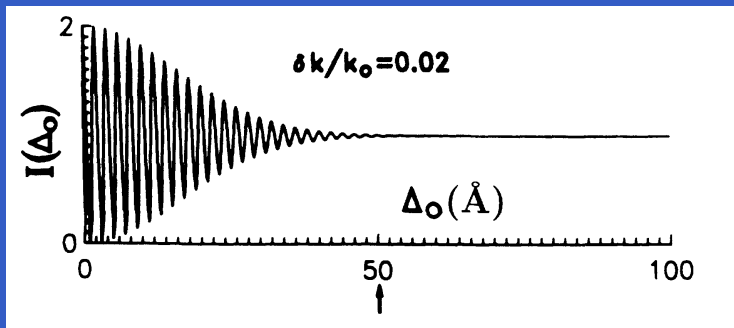
I quantità effettivamente misurata come funzione di Δ

Figura di interferenza soppressa per $\frac{\Delta^2\sigma_p^2}{2\hbar^2} \gg 1 \Leftrightarrow \frac{\Delta^2}{\sigma_x^2} \gg 1$

Soppressione della figura di interferenza

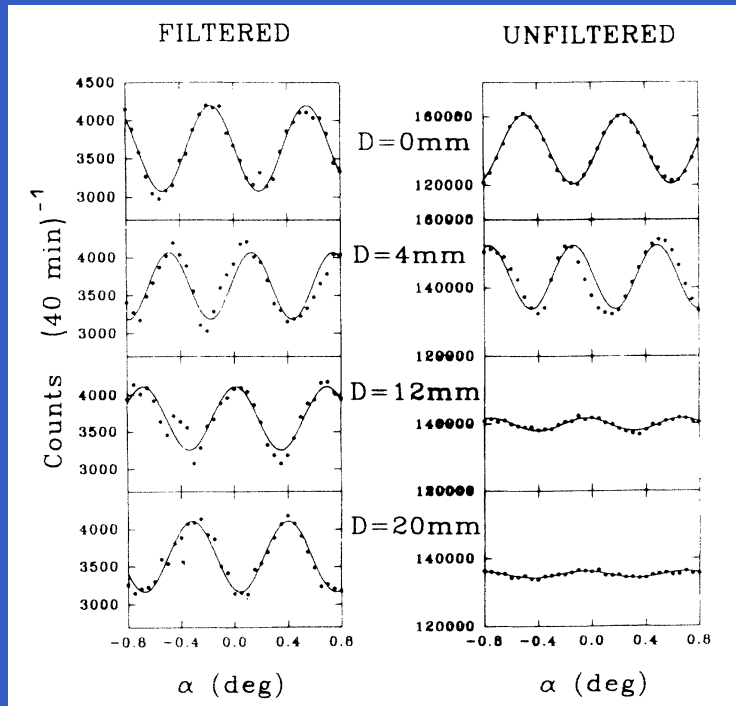


Aumentando lo sfasamento relativo la figura d'interferenza risulta sempre più smorzata



$$I_{\text{osc}} \propto e^{-\frac{\Delta^2 \sigma_p^2}{2\hbar^2}} \cos\left(\frac{p_0 \cdot \Delta}{\hbar}\right)$$

Recupero della figura di interferenza



● $I_{\text{osc}} \propto e^{-\frac{\Delta^2 \sigma_p^2}{2\hbar^2}} \cos\left(\frac{p_0 \cdot \Delta}{\hbar}\right)$

● Tramite selezione sui momenti si riduce σ_p e torna visibile la figura di interferenza

● Ovvvia diminuzione dei conteggi

Interferenza: x versus p \square

- $I_{\text{osc}} \propto e^{-\frac{1}{8} \frac{\Delta^2}{\sigma_x^2}} \cos\left(\frac{\mathbf{p}_0 \cdot \Delta}{\hbar}\right)$

versus

$$I_{\text{osc}}(\mathbf{p}) \propto e^{-\frac{1}{2\sigma_p^2} (\mathbf{p} - \mathbf{p}_0)^2} \cos\left(\frac{\mathbf{p} \cdot \Delta}{\hbar}\right)$$

- posto $\chi = \frac{\Delta}{\hbar} = \frac{2\pi\hbar^2}{p_0^2} \rho b l_{A1}$

si ha

$$I_{\text{osc}} \propto e^{-\frac{1}{8} \frac{\Delta^2}{\sigma_x^2}} \cos(\chi p_0)$$

versus

$$I_{\text{osc}}(\mathbf{p}) \propto e^{-\frac{1}{2\sigma_p^2} (\mathbf{p} - \mathbf{p}_0)^2} \cos\left(\chi p_0 \frac{p_0}{p}\right)$$

- Osservo lo spettro dei neutroni in uscita

Interferenza: x versus p \square

● $I_{osc} \propto e^{-\frac{1}{8} \frac{\Delta^2}{\sigma_x^2}} \cos\left(\frac{\mathbf{p}_0 \cdot \Delta}{\hbar}\right)$

versus

$I_{osc}(\mathbf{p}) \propto e^{-\frac{1}{2\sigma_p^2} (\mathbf{p} - \mathbf{p}_0)^2} \cos\left(\frac{\mathbf{p} \cdot \Delta}{\hbar}\right)$

● posto $\chi = \frac{\Delta}{\hbar} = \frac{2\pi\hbar^2}{p_0^2} \rho b l_{A1}$

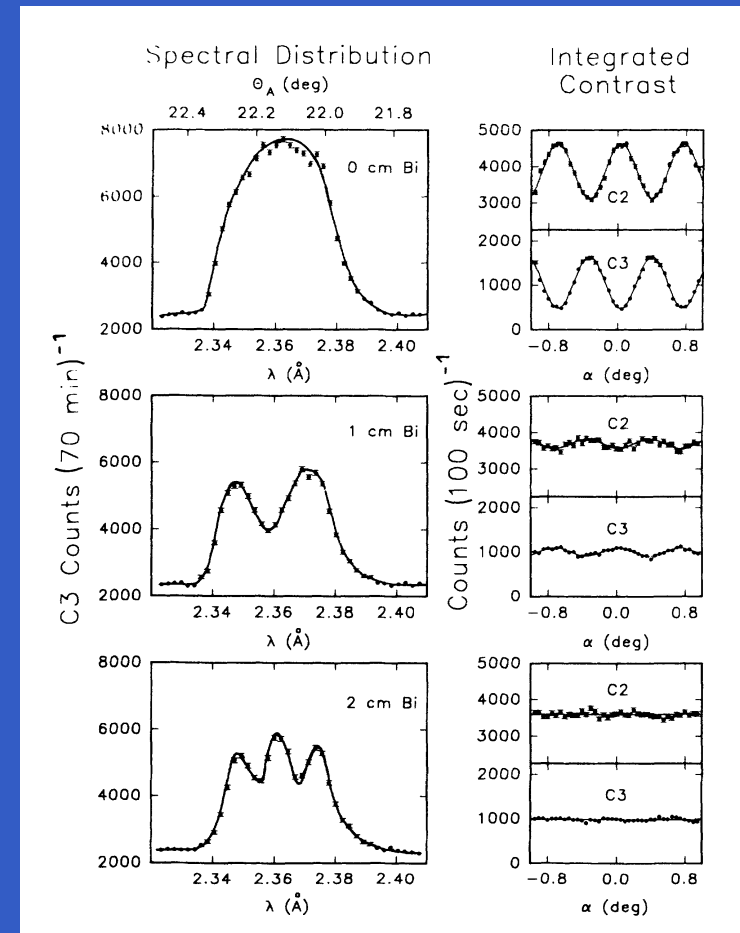
si ha

$I_{osc} \propto e^{-\frac{1}{8} \frac{\Delta^2}{\sigma_x^2}} \cos(\chi p_0)$

versus

$I_{osc}(\mathbf{p}) \propto e^{-\frac{1}{2\sigma_p^2} (\mathbf{p} - \mathbf{p}_0)^2} \cos\left(\chi p_0 \frac{p_0}{p}\right)$

● Osservo lo spettro dei neutroni in uscita



Assorbimento in un ramo: *ampiezze* versus *probabilità*

Spessore di materiale assorbente in uno dei rami:

$$\psi_{\text{out}}(\mathbf{x}) = \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{2}} [\psi_{\text{in}}(\mathbf{x}) + \sqrt{a} \psi_{\text{in}}(\mathbf{x} - \Delta)]$$

a probabilità di trasmissione, $a = |e^{-\sigma_{\text{abs}} n l}|^2$, $0 \leq a \leq 1$

$$I = \frac{1}{8} \left[1 + a + 2\sqrt{a} e^{-\frac{\Delta^2 \sigma_p^2}{2\hbar^2}} \cos\left(\frac{\mathbf{p}_0 \cdot \Delta}{\hbar}\right) \right]$$

Assorbimento in un ramo: *ampiezze versus probabilità*

Spessore di materiale assorbente in uno dei rami:

$$\psi_{\text{out}}(\mathbf{x}) = \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{2}} [\psi_{\text{in}}(\mathbf{x}) + \sqrt{a} \psi_{\text{in}}(\mathbf{x} - \Delta)]$$

a probabilità di trasmissione, $a = |e^{-\sigma_{\text{abs}} n l}|^2$, $0 \leq a \leq 1$

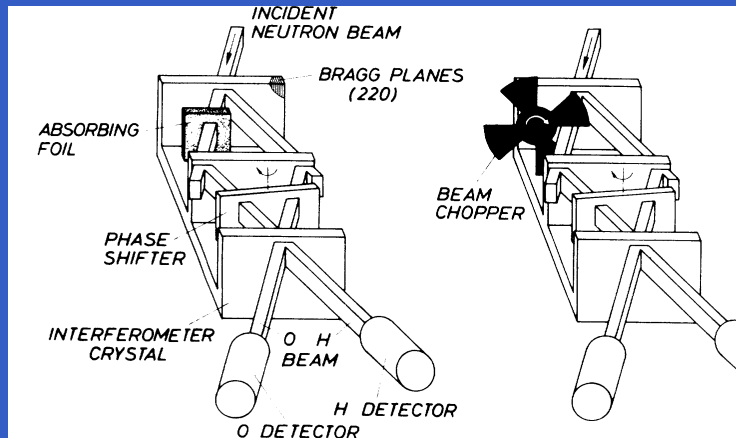
$$I = \frac{1}{8} \left[1 + a + 2\sqrt{a} e^{-\frac{\Delta^2 \sigma_p^2}{2\hbar^2}} \cos\left(\frac{\mathbf{p}_0 \cdot \Delta}{\hbar}\right) \right]$$

Ruota dentata rotante di materiale assorbente in uno dei rami:

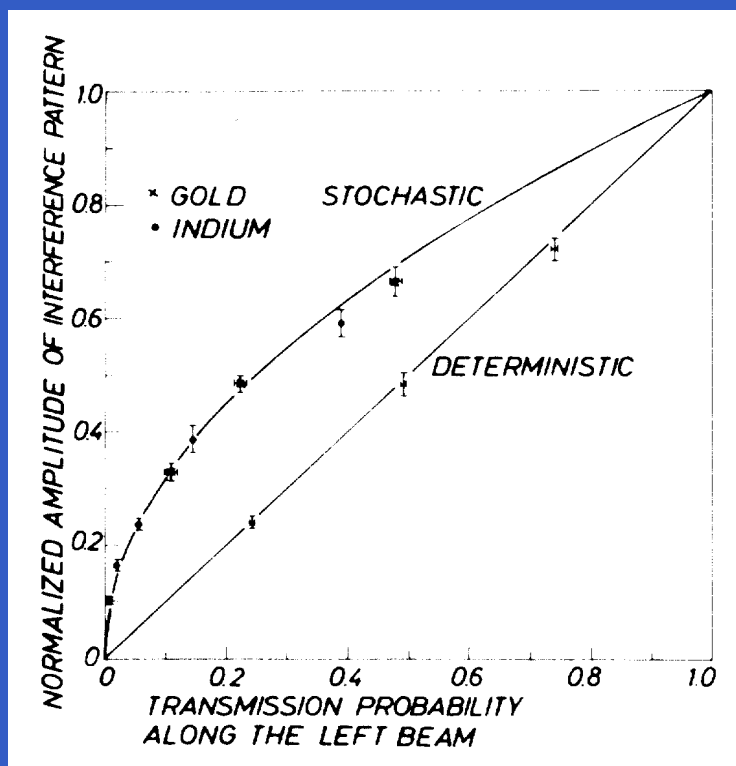
a probabilità di trasmissione, $a = \frac{t_{\text{aperto}}}{t_{\text{aperto}} + t_{\text{chiuso}}}$, $0 \leq a \leq 1$

$$\begin{aligned} I &= a \frac{1}{4} \int_{\mathbb{R}^3} d^3x \left| \frac{1}{\sqrt{2}} [\psi_{\text{in}}(\mathbf{x}) + \psi_{\text{in}}(\mathbf{x} - \Delta)] \right|^2 + (1 - a) \frac{1}{4} \int_{\mathbb{R}^3} d^3x |\psi_{\text{in}}(\mathbf{x})|^2 \\ &= \frac{1}{8} \left[1 + a + 2a e^{-\frac{\Delta^2 \sigma_p^2}{2\hbar^2}} \cos\left(\frac{\mathbf{p}_0 \cdot \Delta}{\hbar}\right) \right] \end{aligned}$$

Risultati sperimentali



- Esperimento effettuati con diversi assorbitori
- Esperimento reso fattibile dalla distanza macroscopica fra i rami
- A parità di neutroni rivelati diversa ampiezza della figura di interferenza
- Informazioni complementari: determinazione cammino o visibilità frange



Luce versus materia

Ottica:

elementi ottici realizzati con materia

(fenditure, reticoli, specchi, materiali dispersivi)

Luce versus materia

Ottica:

elementi ottici realizzati con materia

(fenditure, reticoli, specchi, materiali dispersivi)

Ottica materiale:

elementi ottici realizzati tramite campi esterni, dovuti sia a interazione con materia che con onde elettromagnetiche

Luce versus materia

Ottica:

elementi ottici realizzati con materia
(fenditure, reticoli, specchi, materiali dispersivi)

Ottica materiale:

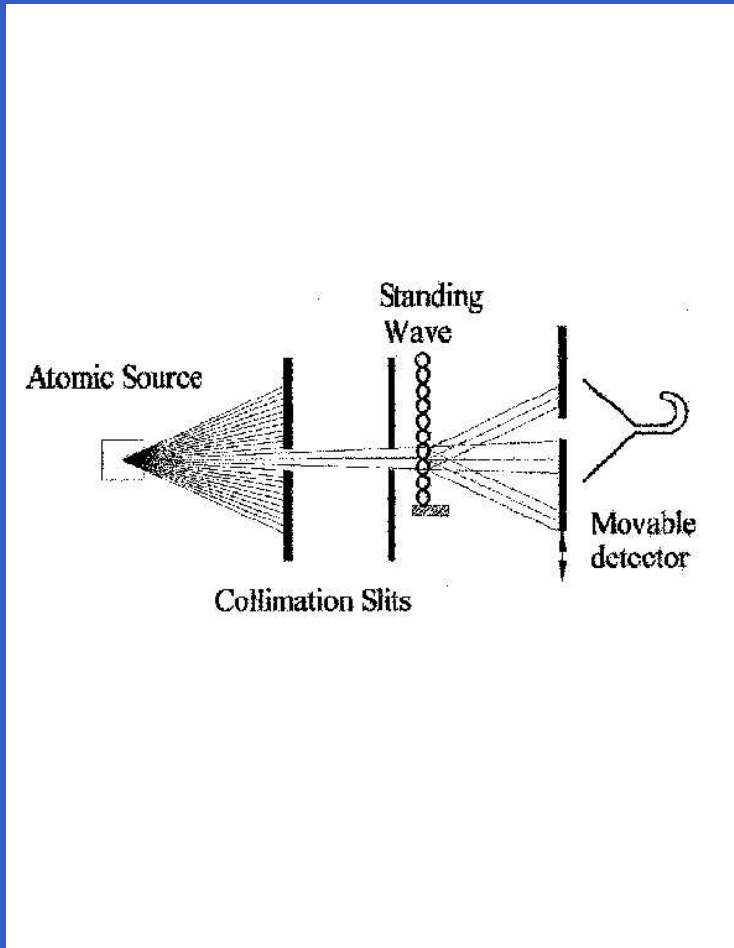
elementi ottici realizzati tramite campi esterni, dovuti sia a interazione con materia che con onde elettromagnetiche

Effetto Kapitza–Dirac:

diffrazione di materia da reticoli di luce, onda elettromagnetica stazionaria ottenuta da due laser contropropaganti

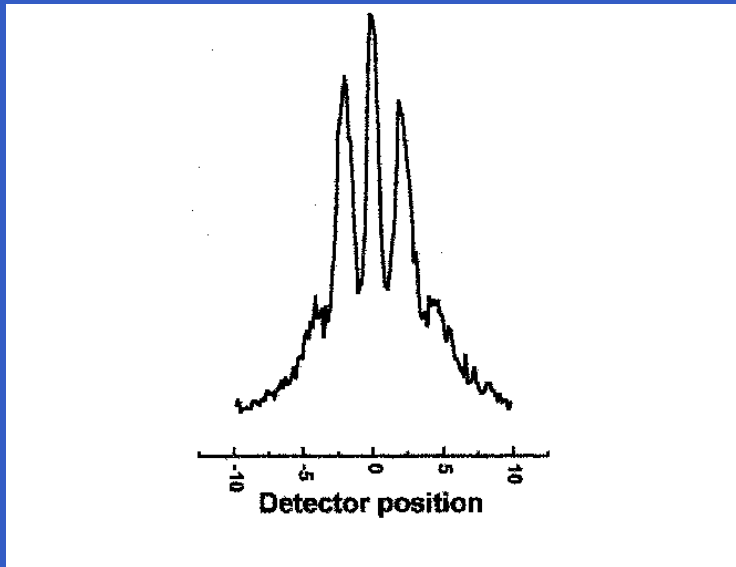
Ottica atomica I

- Diffrazione da reticolo di luce
- Atomi di Sodio
- Sorgente: forno ad alta temperatura
- Sfasamento: interazione di dipolo con il campo elettrico dell'onda stazionaria
- Valori: $m \approx 10^{-23} \text{g}$ $\lambda_{\text{dB}} \approx 20 \text{pm}$
- Esperimento di particella singola



Risultati sperimentali

- Simili esperimenti effettuati con reticoli materiali
- Realizzazione dell'effetto Kapitza–Dirac
- Descrizione complessa della interazione fra atomo e luce: correlazione fra gradi di libertà interni e traslazionali



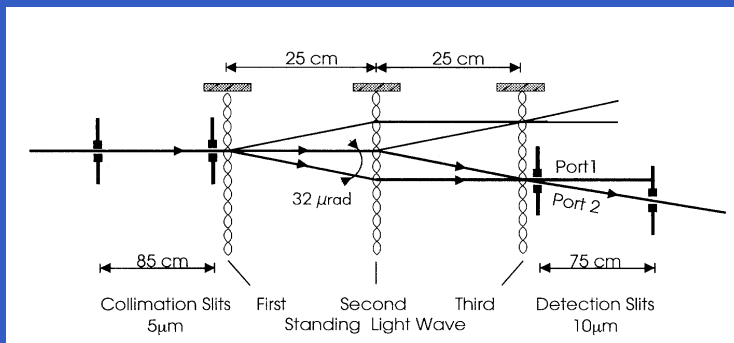
- Interferometro Mach-Zender realizzato con reticoli di luce

- Atomi di Argon

- Sorgente: forno ad alta temperatura

- Sfasamento: interazione di dipolo con il campo elettrico dell'onda stazionaria

- Valori: $m \approx 10^{-23} \text{g}$ $\lambda_{\text{dB}} \approx 12 \text{pm}$

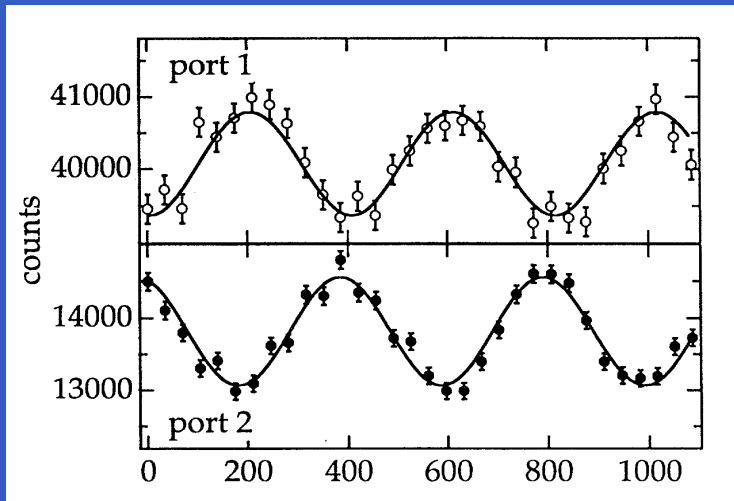


Risultati sperimentali

- Effettiva separazione spaziale tra i bracci dell'interferometro

- Periodo del reticolo definito con precisione molto maggiore rispetto a reticolo materiale

- Simili esperimenti realizzati con molecole di fullerene

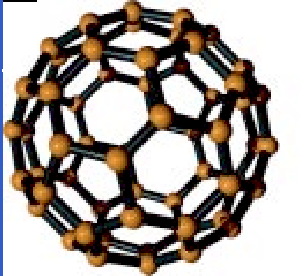


Interferometria atomica

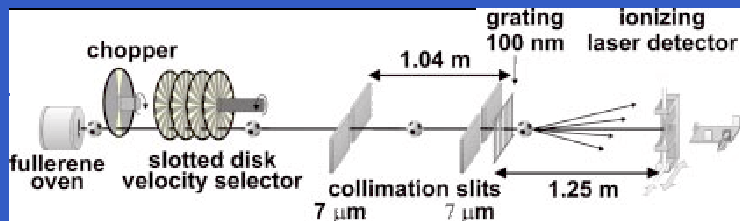
- Numerose varietà di specie di atomi, con diversi gradi di libertà interni manipolabili
(tipicamente interazione con il campo elettromagnetico)
- Misure di maggiore precisione: $\lambda_{\text{luce}} \gg \lambda_{\text{dB}}$
(pm . . . μm , temperatura ambiente . . . raffreddamento laser)
- Sensibilità a effetti gravitazionali
- Sorgenti poco costose
- Rivelatori efficienti

Ottica molecolare

Molecola fullerene C_{60}



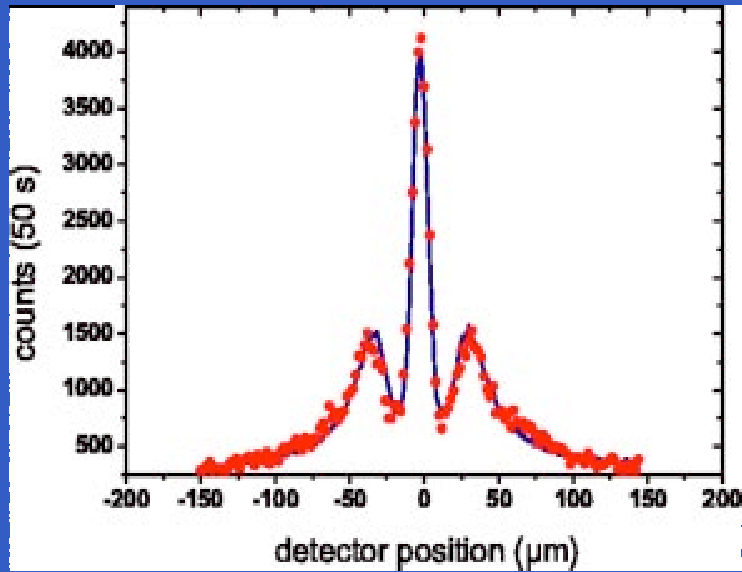
Apparato sperimentale



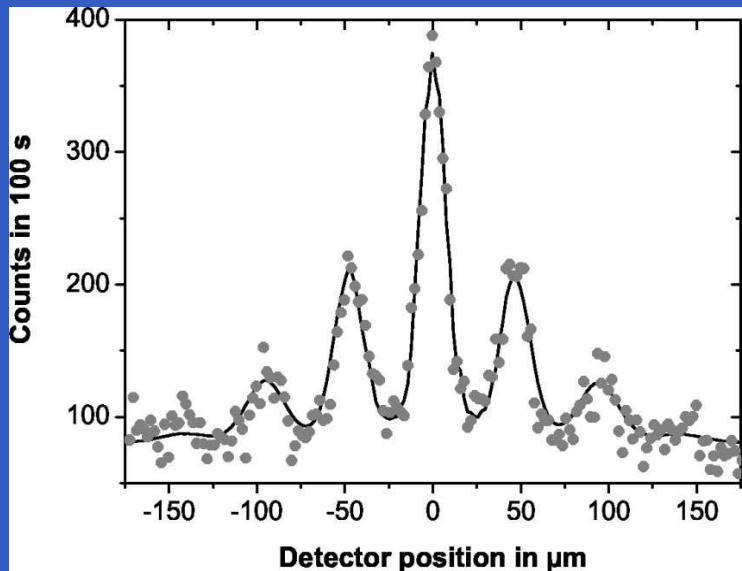
- Diffrazione da reticolo materiale
- Molecole di fullerene: C_{60} e C_{70}
- Sorgente: forno ad alta temperatura
- Valori: $m \approx 10^{-21} \text{g}$ $\lambda_{\text{dB}} \approx 3 \text{pm}$
- Esperimento di particella singola

Risultati sperimentali

$$\Delta v/v \approx 60\%$$



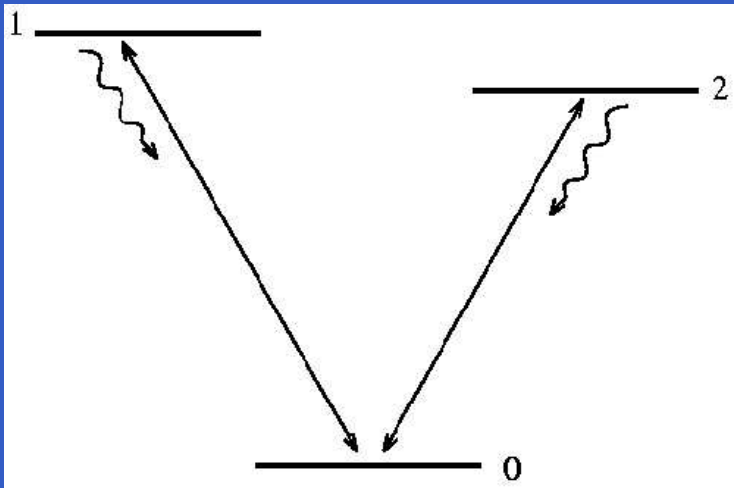
$$\Delta v/v \approx 17\%$$



- Oggetti più massivi sinora considerati
- Struttura interna molto complessa
- Studio transizione fra regime quantistico e classico

Paul trap per ioni

- Ione in trappola elettromagnetica intrappolato e raffreddato con tecniche laser
- Sistema a 3 livelli, accoppiato a 2 laser
- $\tau_1 \ll \tau_2$ transizione forte e debole
- Monitoraggio nel tempo della fluorescenza della transizione forte

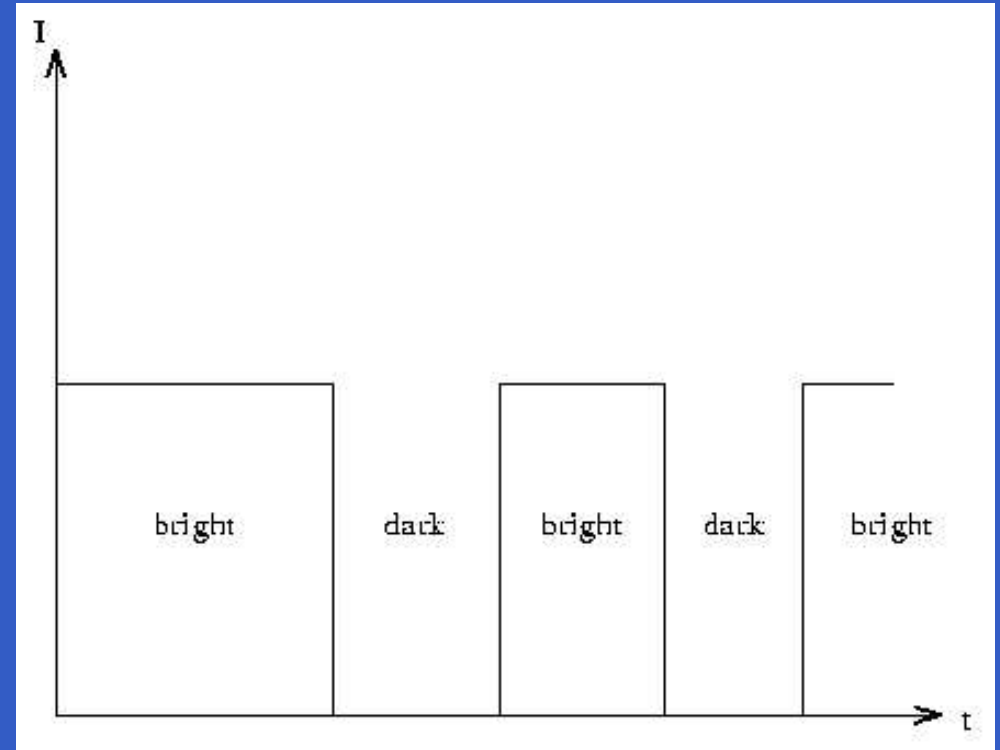


Effetto shelving

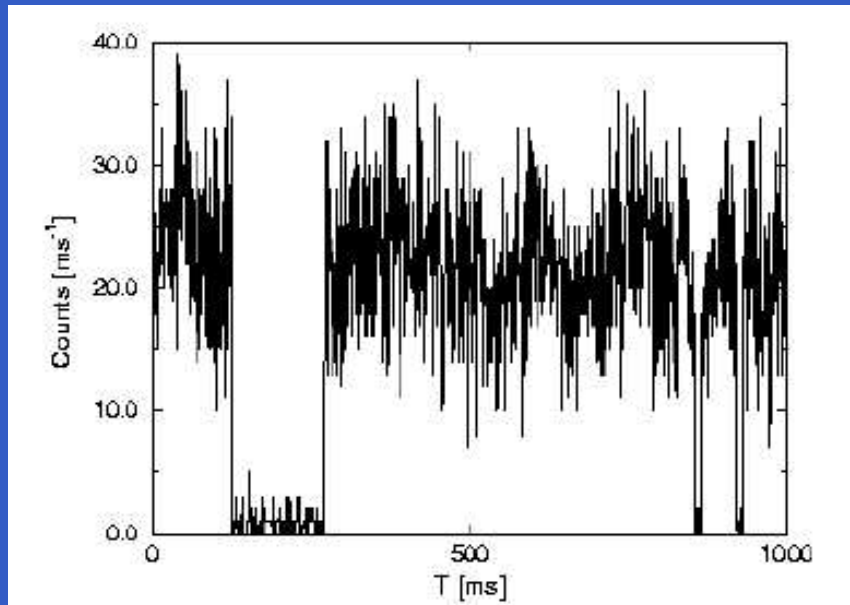
- Singolo ione intrappolato
- Fluorescenza intermittente
- Salti di Bohr
- Effetto shelving

Effetto shelving

- Singolo ione intrappolato
- Fluorescenza intermittente
- Salti di Bohr
- Effetto shelving



Osservazione sperimentale



- Effetto osservato con diversi atomi
- Schema di amplificazione della transizione debole
- Spettroscopia di precisione
- Segnale telegrafico osservato nel tempo

- Descrizione quantistica
- Legge dell'intertempo $p(t)$ per i conteggi:
densità di probabilità, dato un conteggio al tempo $t = 0$,
di rilevare il prossimo fotone al tempo t

$$p(t) \approx Ae^{-\frac{t}{\tau_L}} + Be^{-\frac{t}{\tau_B}} \quad \tau_B \ll \tau_L$$

$$\bar{T}(\text{fluorescenza}) = \tau_B \bar{N} \quad \bar{T}(\text{buio}) = \tau_L$$

- Descrivere la statistica dei conteggi
- Evoluzione del sistema condizionata dalle misure effettuate

Bibliografia

● Ottica elettronica

<http://www.hqrd.hitachi.co.jp/em>

- A. Tonomura, *The quantum world unveiled by electron waves* (World Scientific, 1998).
- A. Tonomura *et al.*, *Am. J. Phys.* **57**, 117 (1989).

● Ottica neutronica

<http://www.ati.ac.at>

- S. A. Werner and H. Rauch, *Neutron Interferometry* (Oxford University Press, Oxford, 2000).
- V. F. Sears, *Neutron Optics* (Oxford University Press, Oxford, 1989).
- R. Gähler and A. Zeilinger, *Am. J. Phys.* **59**, 316 (1991).

● Ottica atomica

<http://www.quantumoptics.net>

- P. Meystre, *Atom Optics* (Springer, Berlin, 2001).
- C. S. Adams, M. Siegel, J. Mlynek, *Phys. Rep.* **240**, 143 (1994).

● Ottica molecolare

<http://www.quantum.at>

- O. Nairz, M. Arndt and A. Zeilinger, *Am. J. Phys.* **71**, 319 (2003).

● Effetto shelving

- H. Dehmelt, *Rev. Mod. Phys.* **62**, 525 (1990).
- M. B. Plenio and P. Knight, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 101 (1998).