

F4110
Kvantová fyzika atomárních soustav
letní semestr 2010 - 2011

VII.
Neutronová interferometrie II.

KOTLÁŘSKÁ 6. DUBNA 2011

F4110
Kvantová fyzika atomárních soustav
letní semestr 2010 - 2011

VII.
Kvantová interferometrie

KOTLÁŘSKÁ 6. DUBNA 2011

Úvodem

- Druhá část přednášky o kvantové interferometrii
- Kromě samotné interferenční podmínky je důležitá otázka kontrastu, tedy viditelnosti „proužků“
- Výpočet intenzit a zavedení koherenčních funkcí pro smíšený stav
- Interference pomocí vlnových klubek
- Koherenční délka a jak obnovit fázovou koherenci jakoby již ztracenou

Znovu Schrödingerovy vlny

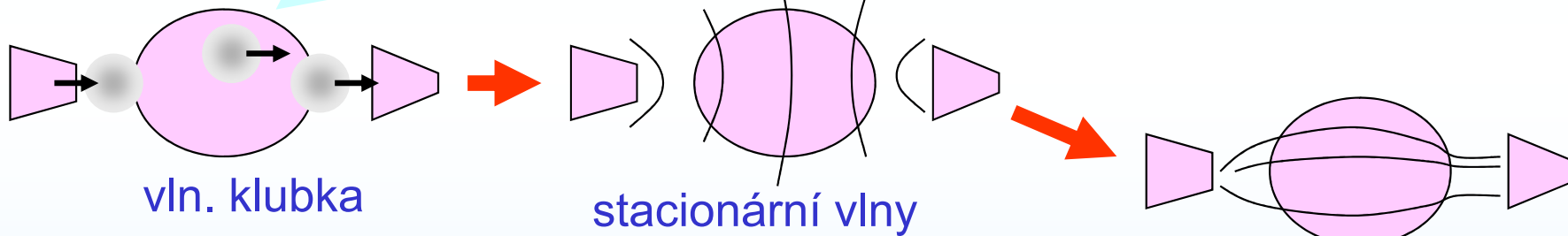
B06 Schrödingerovy vlny – kvasiklasická aproximace

Částice ve vnějším poli:
Schrödingerova rovnice

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(\mathbf{r}, t) = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi(\mathbf{r}, t) + V(\mathbf{r}) \Psi(\mathbf{r}, t) \quad \Psi(\mathbf{r}, t_0)$$

stacionární řešení $+\Delta \psi(\mathbf{r}) + \frac{2m}{\hbar^2} (E - V(\mathbf{r})) \psi(\mathbf{r}) = 0, \quad \Psi(\mathbf{r}, t) = \psi(\mathbf{r}) e^{-i\omega t}$

velikost lokálního vlnového vektoru



vlastně Fresnelova aproximace fys. optiky

klasické trajektorie

$$\psi(\mathbf{r}) = A(\mathbf{r}) \cdot \exp(i/\hbar \cdot S)$$

$$S(\mathbf{r}) = \hbar \int ds \cdot k(\mathbf{r}(s))$$

INDEX LOMU

$$k(\mathbf{r}) = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} (E - V(\mathbf{r}))} = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} E} \sqrt{1 - \frac{V(\mathbf{r})}{E}}$$

$$k_0 \cdot n(\mathbf{r})$$



B06 Schrödingerovy vlny – kvasiklasická aproximace

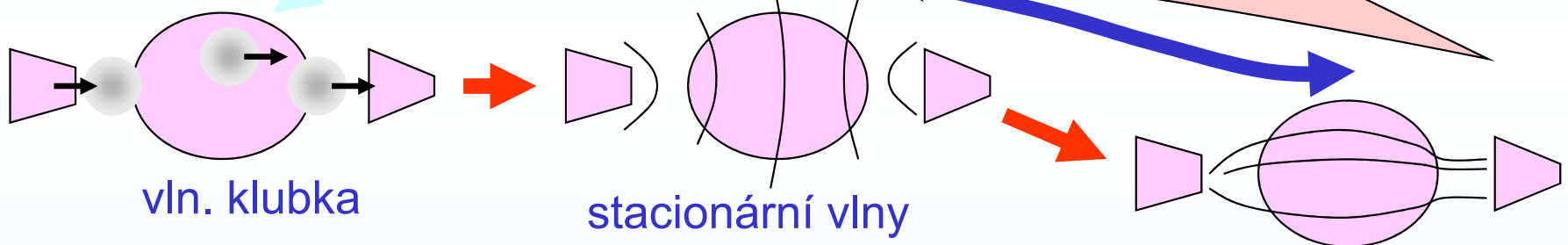
Částice ve vnějším poli:
Schrödingerova rovnice

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(\mathbf{r}, t) = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi(\mathbf{r}, t) + V(\mathbf{r}) \Psi(\mathbf{r}, t) \quad \Psi(\mathbf{r}, t_0)$$

stacionární vlny: $\Delta \psi(\mathbf{r}) + k^2(\mathbf{r}) \psi(\mathbf{r}) = 0, \quad \Psi(\mathbf{r}, t) = \psi(\mathbf{r}) e^{-i\omega t}$

SESTUPNÁ HIERARCHIE

lokální vlnový vektor



vlastně Fresnelova aproximace fys. optiky

klasické trajektorie

$$\psi(\mathbf{r}) = A(\mathbf{r}) \cdot \exp(i/\hbar \cdot S)$$

INDEX LOMU

$$k(\mathbf{r}) = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} (E - V(\mathbf{r}))} = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} E} \sqrt{1 - \frac{V(\mathbf{r})}{E}}$$

$$S(\mathbf{r}) = \hbar \int ds \cdot k(\mathbf{r}(s))$$

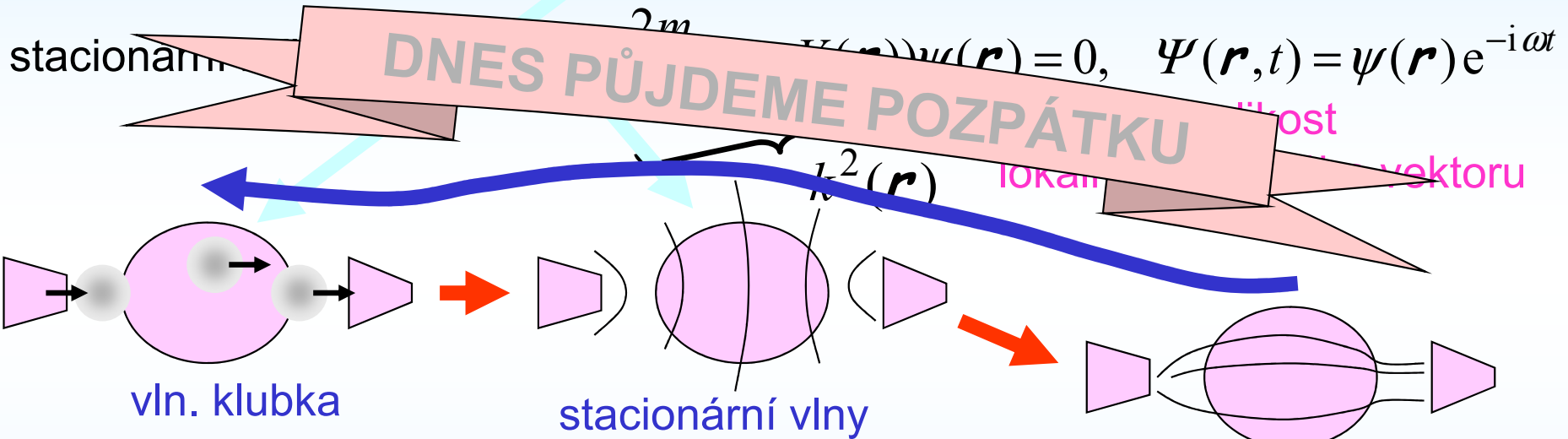
$$k_0 \cdot n(\mathbf{r})$$



B06 Schrödingerovy vlny – kvasiklasická aproximace

Částice ve vnějším poli:
Schrödingerova rovnice

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(\mathbf{r}, t) = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi(\mathbf{r}, t) + V(\mathbf{r}) \Psi(\mathbf{r}, t) \quad \Psi(\mathbf{r}, t_0)$$



vlastně Fresnelova aproximace fys. optiky

klasické trajektorie

$$\psi(\mathbf{r}) = A(\mathbf{r}) \cdot \exp(i/\hbar \cdot S)$$

$$S(\mathbf{r}) = \hbar \int ds \cdot k(\mathbf{r}(s))$$

$$k_0 \cdot n(\mathbf{r})$$

INDEX LOMU

$$k(\mathbf{r}) = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} (E - V(\mathbf{r}))} = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} E} \sqrt{1 - \frac{V(\mathbf{r})}{E}}$$



B06 Schrödingerovy vlny – kvasiklasická aproximace

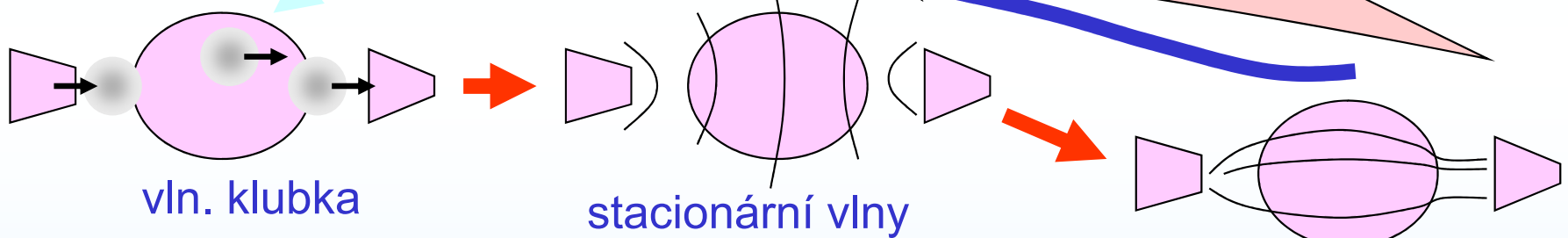
Částice ve vnějším poli:
Schrödingerova rovnice

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(\mathbf{r}, t) = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi(\mathbf{r}, t) + V(\mathbf{r}) \Psi(\mathbf{r}, t) \quad \Psi(\mathbf{r}, t_0)$$

stacionární vlny: $\Delta \psi(\mathbf{r}) + k^2(\mathbf{r}) \psi(\mathbf{r}) = 0$, $\Psi(\mathbf{r}, t) = \psi(\mathbf{r}) e^{-i\omega t}$

DNES PŮJDEME POZPÁTKU

lokální vlnový vektor



vlastně Fresnelova aproximace fys. optiky

Rozdíly fází jako podmínka interference $\hbar \cdot S$

$S(\mathbf{r}) = \int \mathbf{k}(\mathbf{r}) \cdot d\mathbf{s} = \int k(r) ds$

INDEX LOMU

$$k(\mathbf{r}) = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} (E - V(\mathbf{r}))} = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} E} \sqrt{1 - \frac{V(\mathbf{r})}{E}}$$

$$k_0 \cdot n(\mathbf{r})$$



B06 Schrödingerovy vlny – kvasiklasická aproximace

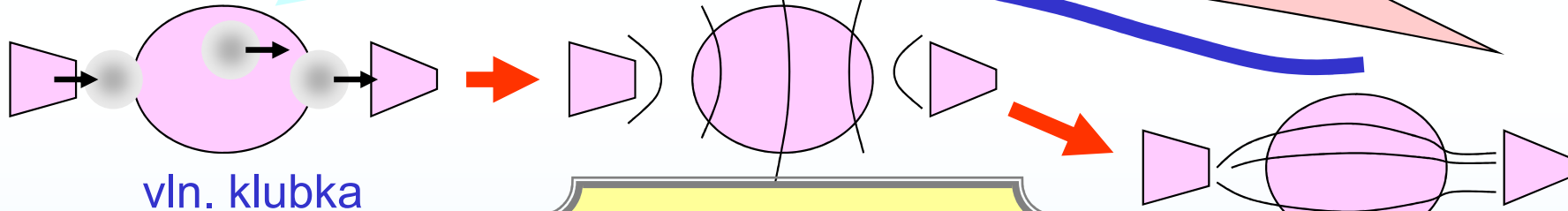
Částice ve vnějším poli:
Schrödingerova rovnice

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(\mathbf{r}, t) = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi(\mathbf{r}, t) + V(\mathbf{r}) \Psi(\mathbf{r}, t) \quad \Psi(\mathbf{r}, t_0)$$

stacionární

DNES PŮJDEME POZPÁTKU

$$\Delta \psi(\mathbf{r}) + k^2(\mathbf{r}) \psi(\mathbf{r}) = 0, \quad \Psi(\mathbf{r}, t) = \psi(\mathbf{r}) e^{-i\omega t}$$



vlastně Fresnelova a

Skládání amplitud pro určení kontrastu
Vliv částečné koherence

Rozdíly fází jako podmínka interference

INDEX LOMU

$$k(\mathbf{r}) = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} (E - V(\mathbf{r}))} = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} E} \sqrt{1 - \frac{V(\mathbf{r})}{E}}$$

$$k_0 \cdot n(\mathbf{r})$$



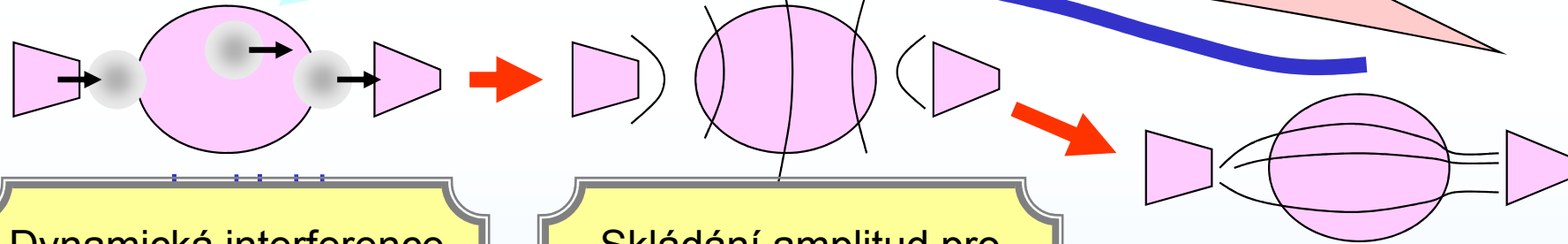
B06 Schrödingerovy vlny – kvasiklasická aproximace

Částice ve vnějším poli:
Schrödingerova rovnice

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(\mathbf{r}, t) = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi(\mathbf{r}, t) + V(\mathbf{r}) \Psi(\mathbf{r}, t) \quad \Psi(\mathbf{r}, t_0)$$

stacionární

DNES PŮJDEME POZPÁTKU



Dynamická interference jako superposice letících vlnových klubek

Skládání amplitud pro určení kontrastu
Vliv částečné koherence

Rozdíly fází jako podmínka interference

INDEX LOMU

$$k(\mathbf{r}) = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} (E - V(\mathbf{r}))} = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} E} \sqrt{1 - \frac{V(\mathbf{r})}{E}}$$

$$k_0 \cdot n(\mathbf{r})$$

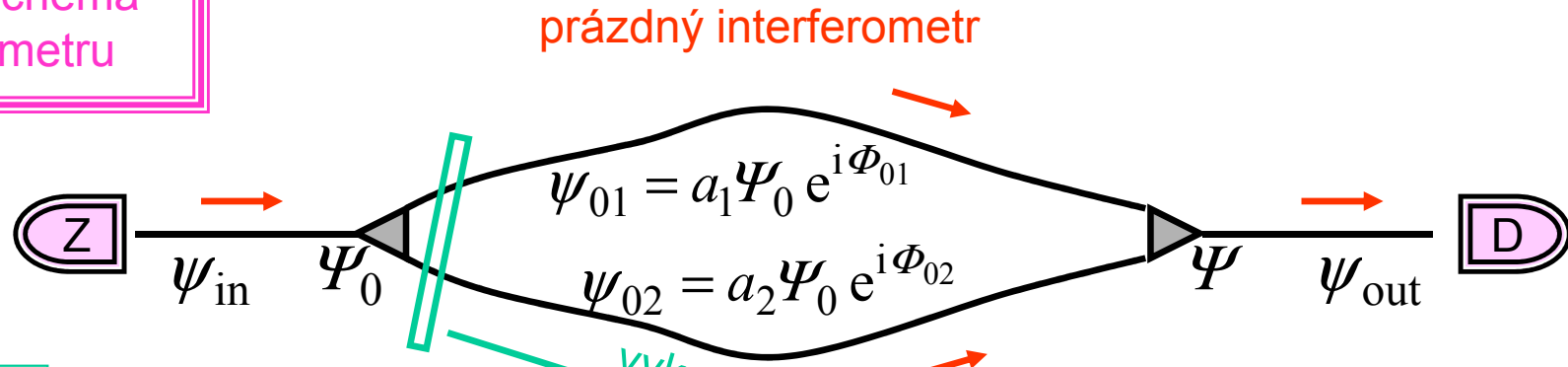


I. krok

Průchod stacionární vlny interferometrem

Intensita na výstupu interferometru I: stacionární monochromatická vlna

Obecné schema interferometru



$a_1 \geq 0, a_2 \geq 0$ ostatní je ve fázi

$a_1^2 + a_2^2 = 1$ zachování toku

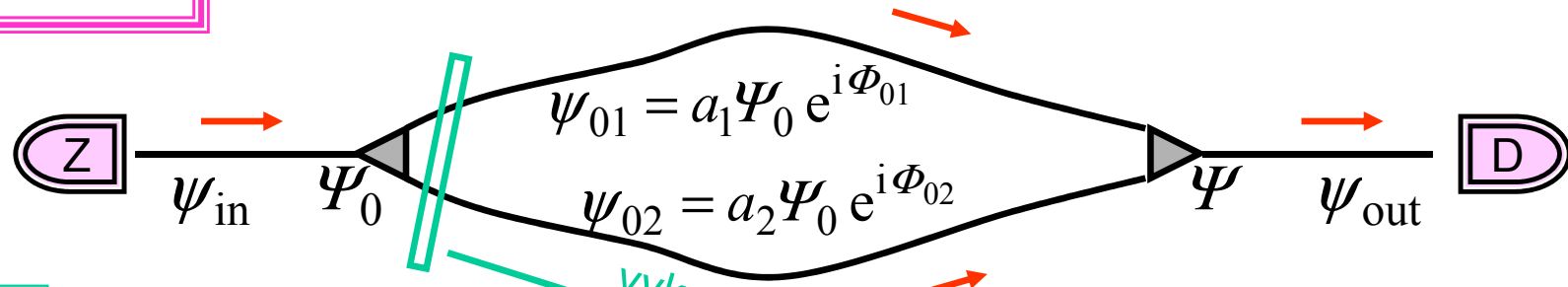
$$\Psi = \psi_{01} + \psi_{02} = (a_1 + a_2)\Psi_0 e^{i\Phi_{01}}$$

$$\Phi_{01} = \Phi_{02}$$

Intensita na výstupu interferometru I: stacionární monochromatická vlna

Obecné schema interferometru

prázdný interferometr



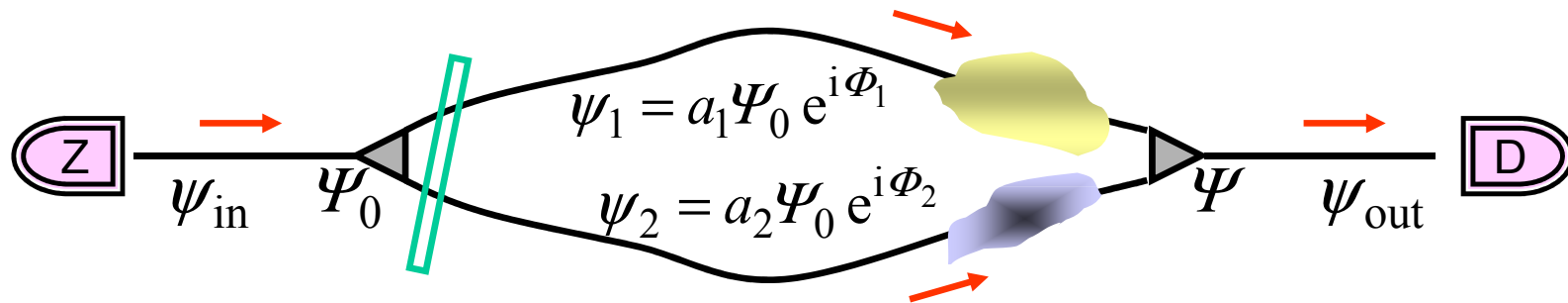
$$a_1 \geq 0, \quad a_2 \geq 0 \quad \text{ostatní je ve fázi}$$

$$a_1^2 + a_2^2 = 1 \quad \text{zachování toku}$$

$$\Psi = \psi_{01} + \psi_{02} = (a_1 + a_2)\Psi_0 e^{i\Phi_{01}}$$

$$\Phi_{01} = \Phi_{02}$$

interferometr se vzorkem nebo vnějším polem



$$\Psi = \psi_1 + \psi_2 = (a_1 e^{i\Phi_1} + a_2 e^{i\Phi_2})\Psi_0 = \Phi_1 - \Phi_2 \equiv \Delta\Phi$$

$$e^{i(\Phi_1 + \Phi_2)/2} \Psi_0 (a_1 e^{+i(\Phi_1 - \Phi_2)/2} + a_2 e^{-i(\Phi_1 - \Phi_2)/2})$$

Intensita na výstupu interferometru I : stacionární monochromatická vlna

INTENSITY

$$I = |\Psi|^2 \quad I_0 = |\Psi_0|^2$$

$$a_1 \geq 0, \quad a_2 \geq 0$$

prázdný interferometr

$$a_1^2 + a_2^2 = 1$$

$$\Psi = \psi_{01} + \psi_{02} = (a_1 + a_2)\Psi_0 e^{i\Phi_{01}}, \quad \Phi_{01} = \Phi_{02}$$

$$I = |\psi_{01} + \psi_{02}|^2 = I_0(1 + 2a_1a_2)$$

Intensita na výstupu interferometru I : stacionární monochromatická vlna

INTENSITY

$$I = |\Psi|^2 \quad I_0 = |\Psi_0|^2$$

$$a_1 \geq 0, \quad a_2 \geq 0$$

$$a_1^2 + a_2^2 = 1$$

prázdný interferometr

$$\Psi = \psi_{01} + \psi_{02} = (a_1 + a_2)\Psi_0 e^{i\Phi_{01}}, \quad \Phi_{01} = \Phi_{02}$$

$$I = |\psi_{01} + \psi_{02}|^2 = I_0(1 + 2a_1a_2)$$

interferometr se vzorkem nebo vnějším polem

$$\Psi = \psi_1 + \psi_2 = e^{i(\Phi_1 + \Phi_2)/2} \Psi_0 (a_1 e^{+i\Delta\Phi/2} + a_2 e^{-i\Delta\Phi/2})$$

$$\Phi_1 - \Phi_2 \equiv \Delta\Phi$$

$$I = |\psi_1 + \psi_2|^2 = I_0(1 + 2a_1a_2 \cdot \cos \Delta\Phi)$$

$$-1 \leq \cos \Delta\Phi \leq 1$$

$$I_{\min} \leq I \leq I_{\max}$$

$$I_0(1 - 2a_1a_2) \quad I_0(1 + 2a_1a_2)$$

Intensita na výstupu interferometru I : stacionární monochromatická vlna

INTENSITY

$$I = |\Psi|^2 \quad I_0 = |\Psi_0|^2$$

$$a_1 \geq 0, \quad a_2 \geq 0$$

$$a_1^2 + a_2^2 = 1$$

prázdný interferometr

$$\Psi = \psi_{01} + \psi_{02} = (a_1 + a_2)\Psi_0 e^{i\Phi_{01}}, \quad \Phi_{01} = \Phi_{02}$$

$$I = |\psi_{01} + \psi_{02}|^2 = I_0(1 + 2a_1a_2) = I_{\max}$$

interferometr se vzorkem nebo vnějším polem

$$\Psi = \psi_1 + \psi_2 = e^{i(\Phi_1 + \Phi_2)/2} \Psi_0 (a_1 e^{+i\Delta\Phi/2} + a_2 e^{-i\Delta\Phi/2})$$

$$\Phi_1 - \Phi_2 \equiv \Delta\Phi$$

$$I = |\psi_1 + \psi_2|^2 = I_0(1 + 2a_1a_2 \cdot \cos \Delta\Phi)$$

$$-1 \leq \cos \Delta\Phi \leq 1$$

$$I_{\min} \leq I \leq I_{\max}$$

$$I_0(1 - 2a_1a_2) \quad I_0(1 + 2a_1a_2)$$

Intensita na výstupu interferometru I : stacionární monochromatická vlna

INTENSITY

$$I = |\Psi|^2 \quad I_0 = |\Psi_0|^2$$

$$a_1 \geq 0, \quad a_2 \geq 0$$

$$a_1^2 + a_2^2 = 1$$

prázdný interferometr

$$\Psi = \psi_{01} + \psi_{02} = (a_1 + a_2)\Psi_0 e^{i\Phi_{01}}, \quad \Phi_{01} = \Phi_{02}$$

$$I = |\psi_{01} + \psi_{02}|^2 = I_0(1 + 2a_1a_2) = I_{\max}$$

interferometr se vzorkem nebo vnějším polem

$$\Phi_1 - \Phi_2 \equiv \Delta\Phi$$

$$\Psi = \psi_1 + \psi_2 = e^{i(\Phi_1 + \Phi_2)/2} \Psi_0 (a_1 e^{+i\Delta\Phi/2} + a_2 e^{-i\Delta\Phi/2})$$

$$I = |\psi_1 + \psi_2|^2 = I_0(1 + 2a_1a_2 \cdot \cos \Delta\Phi)$$

$$-1 \leq \cos \Delta\Phi \leq 1$$

$$I_{\min} \leq I \leq I_{\max}$$

$$I_0(1 - 2a_1a_2) \quad I_0(1 + 2a_1a_2)$$

kontrast *visibility*

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{I_0(1 + 2a_1a_2) - I_0(1 - 2a_1a_2)}{I_0(1 + 2a_1a_2) + I_0(1 - 2a_1a_2)}$$

Intensita na výstupu interferometru I : stacionární monochromatická vlna

INTENSITY

$$I = |\Psi|^2 \quad I_0 = |\Psi_0|^2$$

$$a_1 \geq 0, \quad a_2 \geq 0$$

$$a_1^2 + a_2^2 = 1$$

prázdný interferometr

$$\Psi = \psi_{01} + \psi_{02} = (a_1 + a_2)\Psi_0 e^{i\Phi_{01}}, \quad \Phi_{01} = \Phi_{02}$$

$$I = |\psi_{01} + \psi_{02}|^2 = I_0(1 + 2a_1a_2) = I_{\max}$$

interferometr se vzorkem nebo vnějším polem

$$\Phi_1 - \Phi_2 \equiv \Delta\Phi$$

$$\Psi = \psi_1 + \psi_2 = e^{i(\Phi_1 + \Phi_2)/2} \Psi_0 (a_1 e^{+i\Delta\Phi/2} + a_2 e^{-i\Delta\Phi/2})$$

$$I = |\psi_1 + \psi_2|^2 = I_0(1 + 2a_1a_2 \cdot \cos \Delta\Phi)$$

$$-1 \leq \cos \Delta\Phi \leq 1$$

$$I_{\min} \leq I \leq I_{\max}$$

$$I_0(1 - 2a_1a_2) \quad I_0(1 + 2a_1a_2)$$

kontrast *visibility*

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{I_0(1 + 2a_1a_2) - I_0(1 - 2a_1a_2)}{I_0(1 + 2a_1a_2) + I_0(1 - 2a_1a_2)}$$

$$V = 2a_1a_2$$

Intensita na výstupu interferometru I : stacionární monochromatická vlna

INTENSITY

$$I = |\Psi|^2 \quad I_0 = |\Psi_0|^2$$

$$a_1 \geq 0, \quad a_2 \geq 0$$

$$a_1^2 + a_2^2 = 1$$

prázdný interferometr

$$\Psi = \psi_{01} + \psi_{02} = (a_1 + a_2)\Psi_0 e^{i\Phi_{01}}, \quad \Phi_{01} = \Phi_{02}$$

$$I = |\psi_{01} + \psi_{02}|^2 = I_0(1 + 2a_1a_2) = I_{\max}$$

interferometr se vzorkem nebo vnějším polem

$$\Phi_1 - \Phi_2 \equiv \Delta\Phi$$

$$\Psi = \psi_1 + \psi_2 = e^{i(\Phi_1 + \Phi_2)/2} \Psi_0 (a_1 e^{+i\Delta\Phi/2} + a_2 e^{-i\Delta\Phi/2})$$

$$I = |\psi_1 + \psi_2|^2 = I_0(1 + 2a_1a_2 \cdot \cos \Delta\Phi)$$

$$-1 \leq \cos \Delta\Phi \leq 1$$

$$I_{\min} \leq I \leq I_{\max}$$

$$I_0(1 - 2a_1a_2) \quad I_0(1 + 2a_1a_2)$$

kontrast *visibility*

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{I_0(1 + 2a_1a_2) - I_0(1 - 2a_1a_2)}{I_0(1 + 2a_1a_2) + I_0(1 - 2a_1a_2)}$$

$$V = 2a_1a_2$$

$$I = |\psi_1 + \psi_2|^2 = I_0(1 + V \cdot \cos \Delta\Phi)$$

DNES ZÁKLADNÍ FORMULE

Intensita na výstupu interferometru I: stacionární monochromatická vlna

kontrast *visibility* a výběr cesty *which way* *welcher Weg*

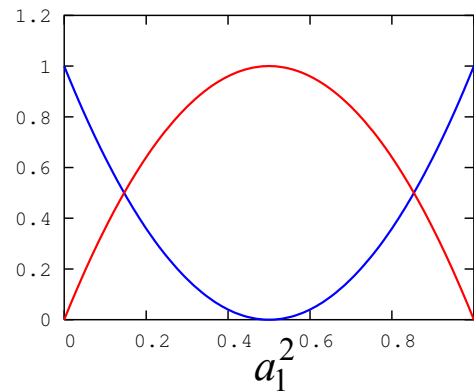
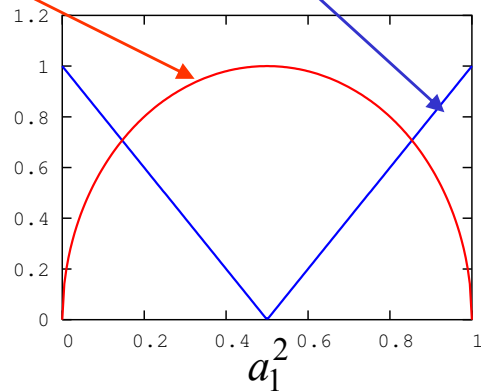
$$V = 2a_1a_2$$

$$W = |a_1^2 - a_2^2|$$

$$V^2 + W^2 = 1$$

$$a_1 \geq 0, \quad a_2 \geq 0$$

$$a_1^2 + a_2^2 = 1$$



Kontrast je největší pro symetrické rozdělení svazků, když volba cesty jedním anebo druhým ramenem je neurčitá

Intensita na výstupu interferometru I: stacionární monochromatická vlna

kontrast *visibility* a výběr cesty *which way* *welcher Weg*

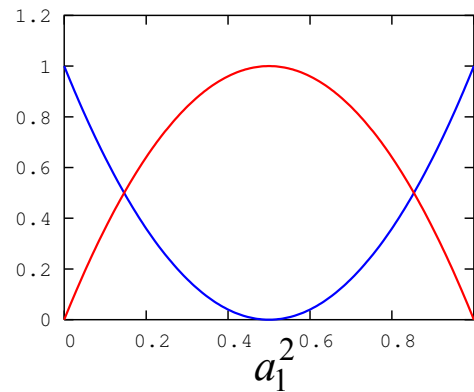
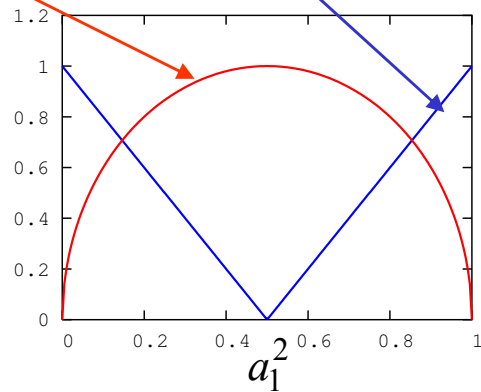
$$V = 2a_1a_2$$

$$W = |a_1^2 - a_2^2|$$

$$V^2 + W^2 = 1$$

$$a_1 \geq 0, \quad a_2 \geq 0$$

$$a_1^2 + a_2^2 = 1$$

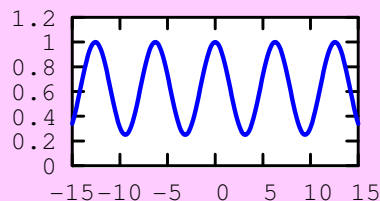


Kontrast je největší pro symetrické rozdělení svazků, když volba cesty jedním anebo druhým ramenem je neurčitá

$$\frac{I}{I_{\max}} = \frac{1 + 2a_1a_2 \cdot \cos \Delta\Phi}{1 + 2a_1a_2}$$

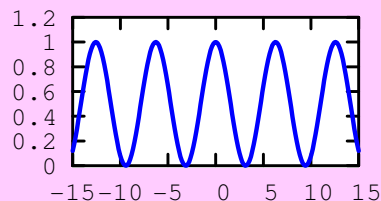
$$a_1^2 = 0.9, a_2^2 = 0.1$$

$$V = 0.6, W = 0.8$$



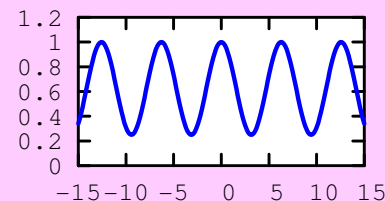
$$a_1^2 = 0.5, a_2^2 = 0.5$$

$$V = 1.0, W = 0.0$$



$$a_1^2 = 0.1, a_2^2 = 0.9$$

$$V = 0.6, W = 0.8$$



Vložka:
výpočet $\Delta\Phi$ pro optický potenciál

B06 Optický potenciál neutronů v PL

celková potenciální energie ve vzorku \rightarrow efektivní konstantní pot. energie

$$V(\mathbf{r}) = \frac{2\pi\hbar^2}{m} \cdot \sum b_i \cdot \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \rightarrow V_{\text{OPT}} = \frac{2\pi\hbar^2}{m} \cdot \bar{b} \cdot N$$

Dlouhovlnné neutrony vnímají prostorovou střední hodnotu potenciální energie

index lomu

$$n(\mathbf{r}) \approx 1 - V_{\text{OPT}}(\mathbf{r}) / 2E$$

$$E = \frac{\hbar^2}{2m} k_0^2 = \frac{h^2}{2m} \cdot \frac{1}{\lambda_0^2}$$

$$n(\mathbf{r}) \approx 1 - \lambda_0^2 \times \bar{b} \cdot N / 2\pi$$

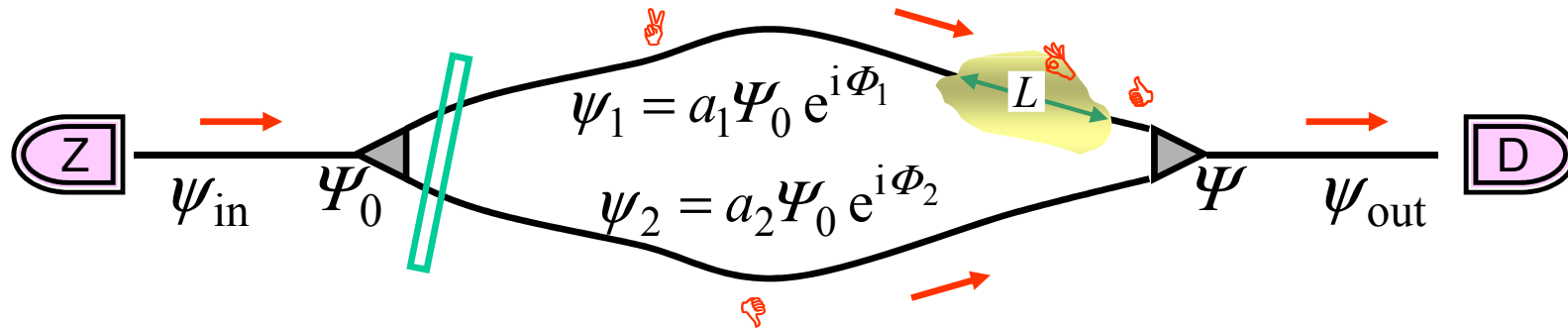
Výpočet fáze pro optický potenciál neutronů v PL

index lomu

$$n(\mathbf{r}) \approx 1 - V_{\text{OPT}}(\mathbf{r}) / 2E$$

$$n(\mathbf{r}) \approx 1 - \lambda_0^2 \times \bar{b} \cdot N / 2\pi$$

$$E = \frac{\hbar^2}{2m} k_0^2 = \frac{h^2}{2m} \cdot \frac{1}{\lambda_0^2}$$



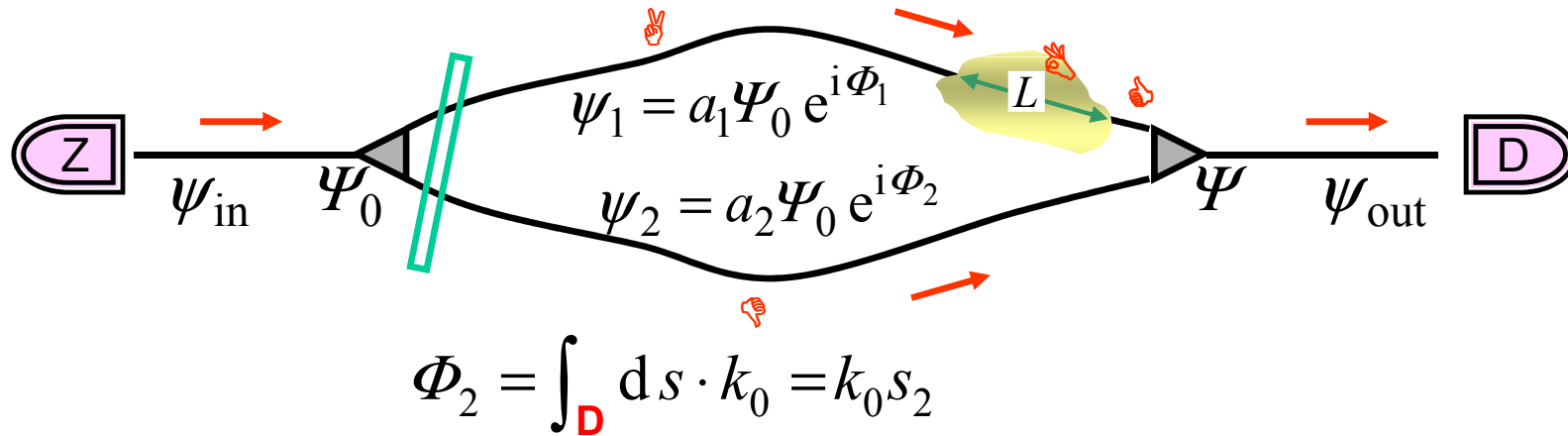
Výpočet fáze pro optický potenciál neutronů v PL

index lomu

$$n(\mathbf{r}) \approx 1 - V_{\text{OPT}}(\mathbf{r}) / 2E$$

$$n(\mathbf{r}) \approx 1 - \lambda_0^2 \times \bar{b} \cdot N / 2\pi$$

$$E = \frac{\hbar^2}{2m} k_0^2 = \frac{h^2}{2m} \cdot \frac{1}{\lambda_0^2}$$



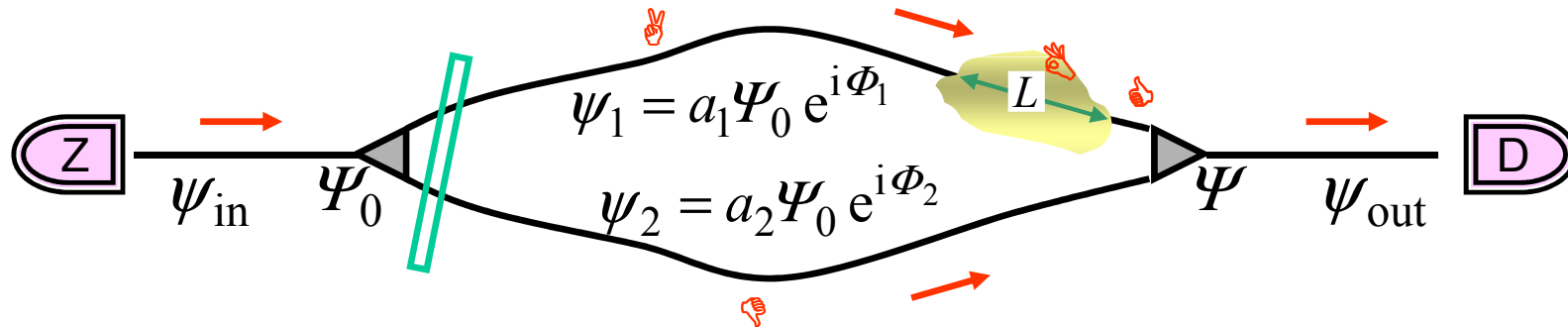
Výpočet fáze pro optický potenciál neutronů v \mathcal{PL}

index lomu

$$n(\mathbf{r}) \approx 1 - V_{\text{OPT}}(\mathbf{r}) / 2E$$

$$n(\mathbf{r}) \approx 1 - \lambda_0^2 \times \bar{b} \cdot N / 2\pi$$

$$E = \frac{\hbar^2}{2m} k_0^2 = \frac{h^2}{2m} \cdot \frac{1}{\lambda_0^2}$$



$$\Phi_2 = \int_{\mathbf{D}} ds \cdot k_0 = k_0 s_2$$

$$\Phi_1 = \int_{\mathbf{A}} ds \cdot k_0 + \int_{\mathbf{B}} ds \cdot k_0 \cdot n + \int_{\mathbf{C}} ds \cdot k_0$$

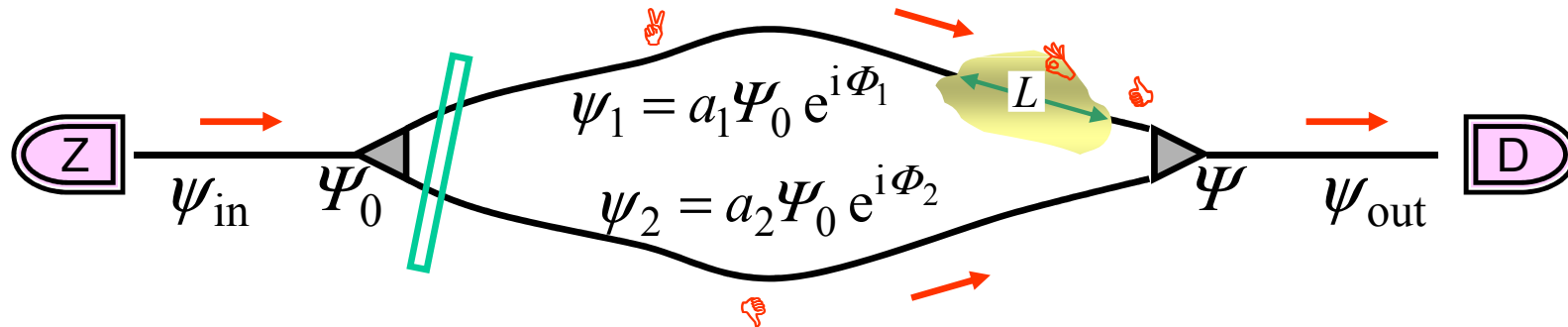
Výpočet fáze pro optický potenciál neutronů v \mathcal{PL}

index lomu

$$n(\mathbf{r}) \approx 1 - V_{\text{OPT}}(\mathbf{r}) / 2E$$

$$n(\mathbf{r}) \approx 1 - \lambda_0^2 \times \bar{b} \cdot N / 2\pi$$

$$E = \frac{\hbar^2}{2m} k_0^2 = \frac{h^2}{2m} \cdot \frac{1}{\lambda_0^2}$$



$$\Phi_2 = \int_{\mathbf{D}} ds \cdot k_0 = k_0 s_2$$

$$\Phi_1 = \int_{\mathbf{A}} ds \cdot k_0 + \int_{\mathbf{B}} ds \cdot k_0 \cdot n + \int_{\mathbf{C}} ds \cdot k_0$$

$$= k_0 s_1 - k_0 \cdot \lambda_0^2 \times \bar{b} \cdot N / 2\pi \cdot L = k_0 s_1 - \lambda_0 \cdot \bar{b} \cdot L \cdot N$$

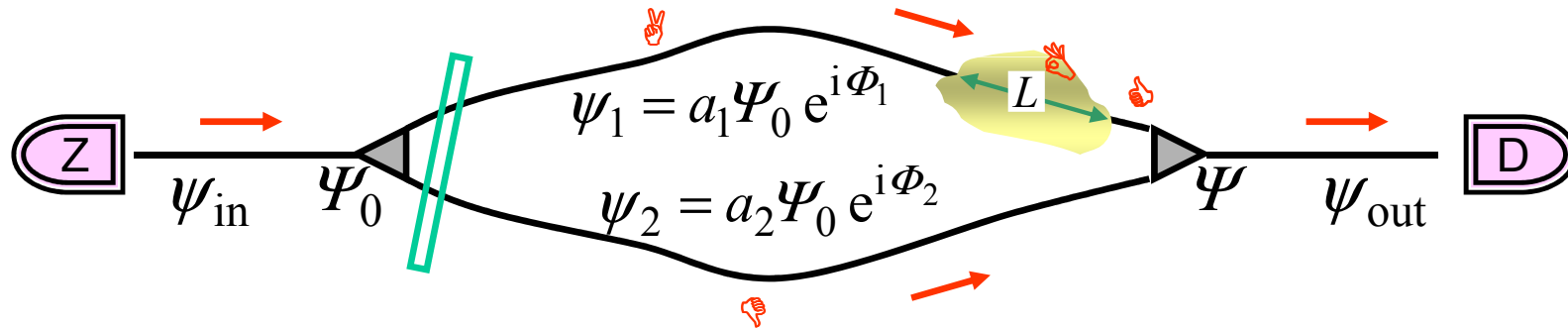
Výpočet fáze pro optický potenciál neutronů v \mathcal{PL}

index lomu

$$n(\mathbf{r}) \approx 1 - V_{\text{OPT}}(\mathbf{r}) / 2E$$

$$n(\mathbf{r}) \approx 1 - \lambda_0^2 \times \bar{b} \cdot N / 2\pi$$

$$E = \frac{\hbar^2}{2m} k_0^2 = \frac{h^2}{2m} \cdot \frac{1}{\lambda_0^2}$$



$$\Phi_2 = \int_{\mathbf{D}} ds \cdot k_0 = k_0 s_2$$

$$\Phi_1 = \int_{\mathbf{A}} ds \cdot k_0 + \int_{\mathbf{B}} ds \cdot k_0 \cdot n + \int_{\mathbf{C}} ds \cdot k_0$$

$$= k_0 s_1 - k_0 \cdot \lambda_0^2 \times \bar{b} \cdot N / 2\pi \cdot L = k_0 s_1 - \lambda_0 \cdot \bar{b} \cdot L \cdot N$$

$$\Delta\Phi = k_0 (s_1 - s_2) - \lambda_0 \bar{b} L N$$

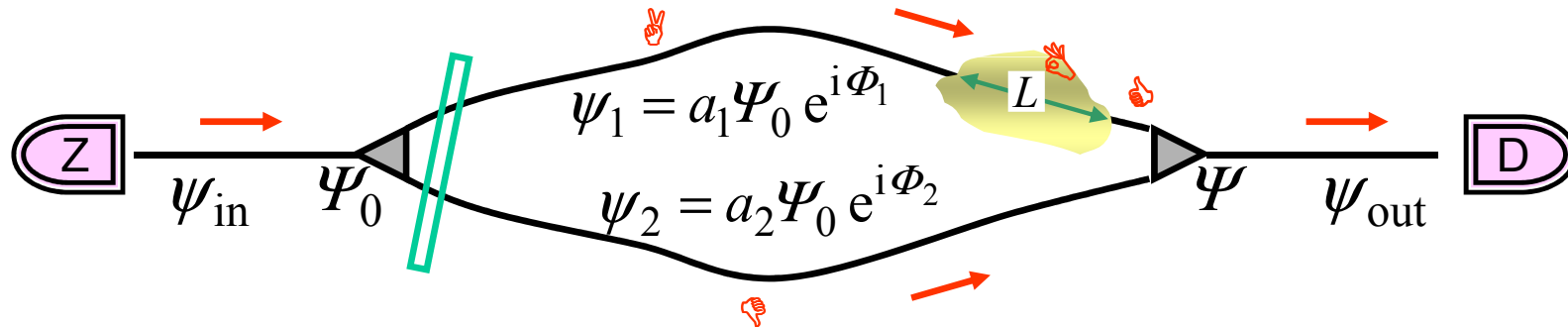
Výpočet fáze pro optický potenciál neutronů v PL

index lomu

$$n(\mathbf{r}) \approx 1 - V_{\text{OPT}}(\mathbf{r}) / 2E$$

$$n(\mathbf{r}) \approx 1 - \lambda_0^2 \times \bar{b} \cdot N / 2\pi$$

$$E = \frac{\hbar^2}{2m} k_0^2 = \frac{h^2}{2m} \cdot \frac{1}{\lambda_0^2}$$



$$\Phi_2 = \int_{\mathbf{D}} ds \cdot k_0 = k_0 s_2$$

$$\Phi_1 = \int_{\mathbf{A}} ds \cdot k_0 + \int_{\mathbf{B}} ds \cdot k_0 \cdot n + \int_{\mathbf{C}} ds \cdot k_0$$

$$= k_0 s_1 - k_0 \cdot \lambda_0^2 \times \bar{b} \cdot N / 2\pi \cdot L = k_0 s_1 - \lambda_0 \cdot \bar{b} \cdot L \cdot N$$

$$\Delta\Phi = k_0 (s_1 - s_2) - \lambda_0 \bar{b} L N$$

Numerický příklad pro AI $\Delta\Phi = .23 \times 10^{-9} \cdot 3.5 \times 10^{-15} \cdot 1 \times 10^{-3} \cdot 60.3 \times 10^{27}$
 $= 48.5 = 15.5\pi$

$L = 1 \text{ mm}$ volíme

II. krok

Interference reálného svazku:
Čisté a smíšené stavy v kvantové fyzice

Intensita na výstupu interferometru II: stacionární čistý stav

Dopadající svazek **je** monochromatická vlna.

Koherentní vlna o jediné ostré energii: **Čistý stav ideální případ**

$$I = I_0 (1 + V \cdot \cos \Delta\Phi)$$



Intensita na výstupu interferometru II: stacionární smíšený stav

Dopadající svazek **není** monochromatická vlna.

Nekoherentní směs vln o různých energiích: **Smíšený stav** **realistický případ**



Intensita na výstupu interferometru II: stacionární smíšený stav

Dopadající svazek **není** monochromatická vlna.

Nekoherentní směs vln o různých energiích: **Smíšený stav** **realistický případ**

Intensity od jednotlivých vln ve směsi se sčítají: vlny nejsou navzájem koherentní.

Záleží na tom, jak rozdíl fází závisí na energii vlny nebo lépe na vlnovém vektoru:



Intensita na výstupu interferometru II: stacionární smíšený stav

Dopadající svazek **není** monochromatická vlna.

Nekoherentní směs vln o různých energiích: **Smíšený stav** **realistický případ**

Intensity od jednotlivých vln ve směsi se sčítají: vlny nejsou navzájem koherentní.

Záleží na tom, jak rozdíl fází $\Delta\Phi$ závisí na energii vlny nebo lépe na vlnovém vektoru:

$$I = I_0 \int dk w(k) \cdot (1 + V \cdot \cos \Delta\Phi(k)), \quad \int dk w(k) = 1 \quad \text{vážený průměr}$$



Intensita na výstupu interferometru II: stacionární smíšený stav

Dopadající svazek **není** monochromatická vlna.

Nekoherentní směs vln o různých energiích: **Smíšený stav** **realistický případ**

Intensity od jednotlivých vln ve směsi se sčítají: vlny nejsou navzájem koherentní.

Záleží na tom, jak rozdíl fází $\Delta\Phi$ závisí na energii vlny nebo lépe na vlnovém vektoru:

$$I = I_0 \int dk w(k) \cdot (1 + V \cdot \cos \Delta\Phi(k)), \quad \int dk w(k) = 1$$

EXPERIMENTÁLNÍ POHLED

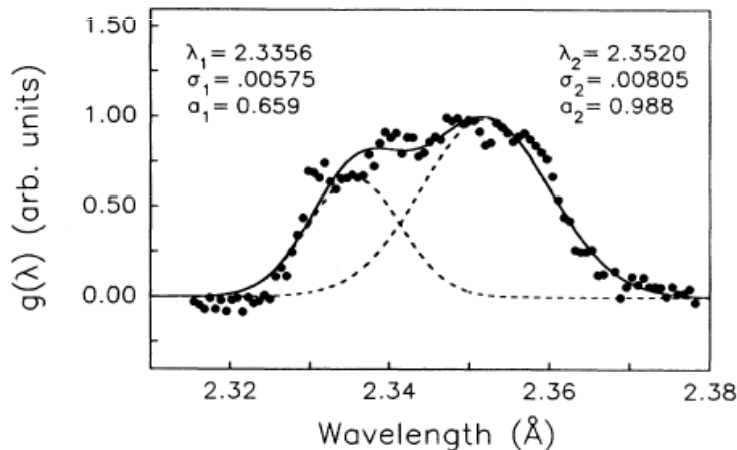


FIG. 3. Measured wavelength spectrum $g(\lambda)$ for the phase-echo experiment, and the double-Gaussian fit to it.

REÁLNÝ PŘÍKLAD

Dvojitý gaussovský profil

$$w(k) = 2\pi g(2\pi/k) \cdot k^{-2}$$

$$\frac{\delta k}{k} = \frac{\delta \lambda}{\lambda} \approx \frac{0.02}{2.34} \approx 0.01$$

Intensita na výstupu interferometru II: stacionární smíšený stav

Dopadající svazek **není** monochromatická vlna.

Nekoherentní směs vln o různých energiích: **Smíšený stav** **realistický případ**

Intensity od jednotlivých vln ve směsi se sčítají: vlny nejsou navzájem koherentní.

Záleží na tom, jak rozdíl fází $\Delta\Phi$ závisí na energii vlny nebo lépe na vlnovém vektoru:

$$I = I_0 \int dk w(k) \cdot (1 + V \cdot \cos \Delta\Phi(k)), \quad \int dk w(k) = 1$$

POHLED ZÁKLADNÍ: STAVY KVANTOVÉ TEORIE

stav	čistý	smíšený
struktura	$ \ell\rangle$	$\{ \ell\rangle; w_\ell\}, \quad \sum w_\ell = 1$
střední hodnoty	$\langle A \rangle = \langle \ell A \ell \rangle$	$\langle A \rangle = \sum w_\ell \langle \ell A \ell \rangle$



Intensita na výstupu interferometru II: stacionární smíšený stav

Dopadající svazek **není** monochromatická vlna.

Nekoherentní směs vln o různých energiích: **Smíšený stav** **realistický případ**

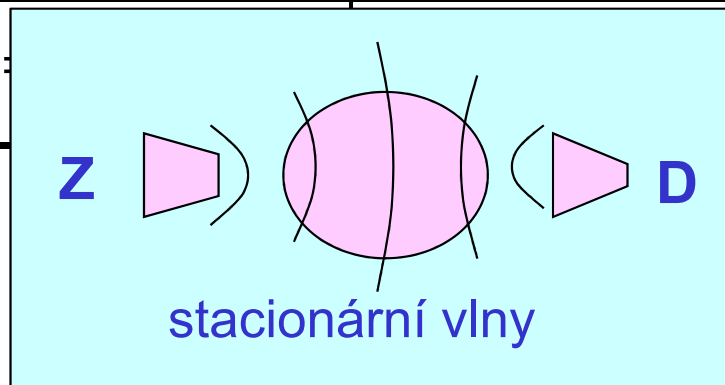
Intensity od jednotlivých vln ve směsi se sčítají: vlny nejsou navzájem koherentní.

Záleží na tom, jak rozdíl fází $\Delta\Phi$ závisí na energii vlny nebo lépe na vlnovém vektoru:

$$I = I_0 \int dk w(k) \cdot (1 + V \cdot \cos \Delta\Phi(k)), \quad \int dk w(k) = 1$$

POHLED ZÁKLADNÍ: STAVY KVANTOVÉ TEORIE

stav	čistý	smíšený
struktura	$ \ell\rangle$	$\{ \ell\rangle; w_\ell\}, \quad \sum w_\ell = 1$
střední hodnoty	$\langle A \rangle =$	$w_\ell \langle \ell A \ell \rangle$



Intensita na výstupu interferometru II: stacionární smíšený stav

Dopadající svazek **není** monochromatická vlna.

Nekoherentní směs vln o různých energiích: **Smíšený stav** **realistický případ**

Intensity od jednotlivých vln ve směsi se sčítají: vlny nejsou navzájem koherentní.

Záleží na tom, jak rozdíl fází $\Delta\Phi$ závisí na energii vlny nebo lépe na vlnovém vektoru:

$$I = I_0 \int dk w(k) \cdot (1 + V \cdot \cos \Delta\Phi(k)), \quad \int dk w(k) = 1$$

Obecný případ:

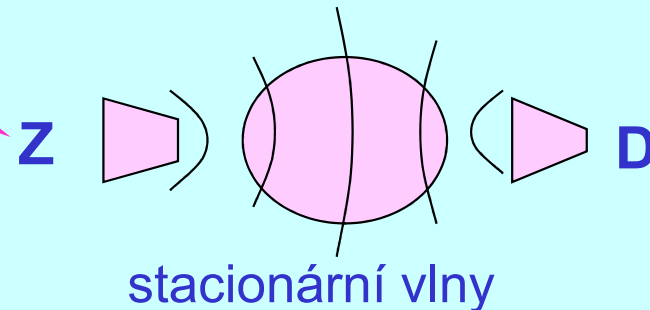
$$\sum w_\ell = 1$$

Příprava stavu
s nedokonalou filtrací

střední hodnoty

ZÁKLADNÍ: STAVY KVANTOVÉ TEORIE

čistý	smíšený
$ \ell\rangle$	$\{ \ell\rangle; w_\ell\}, \quad \sum w_\ell = 1$
	$\sum w_\ell \langle \ell A \ell \rangle$



Intensita na výstupu interferometru II: stacionární smíšený stav

Dopadající svazek **není** monochromatická vlna.

Nekoherentní směs vln o různých energiích: **Smíšený stav** **realistický případ**

Intensity od jednotlivých vln ve směsi se sčítají: vlny nejsou navzájem koherentní.

Záleží na tom, jak rozdíl fází závisí na energii vlny nebo lépe na vlnovém vektoru:

$$I = I_0 \cdot (1 + V \cdot \cos \Delta\Phi(\tilde{k})), \quad \int dk \delta(k - \tilde{k}) = 1$$

Limitní případ:

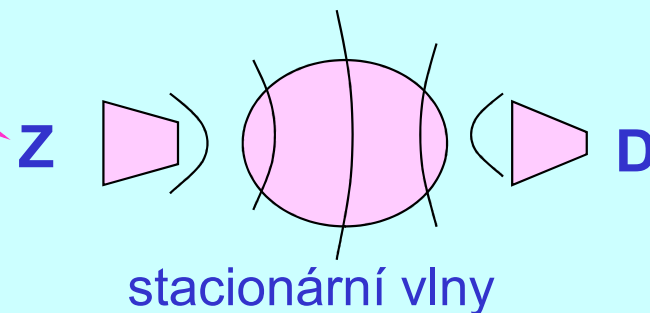
$$w_\ell = \delta_{\ell\tilde{\ell}}$$

Příprava stavu
s dokonalou filtrací

střední hodnoty

ZÁKLADNÍ: STAVY KVANTOVÉ TEORIE

čistý	smíšený	
$ \ell\rangle$	$\{ \ell\rangle; w_\ell\},$	$\sum w_\ell = 1$



Intensita na výstupu interferometru II: stacionární smíšený stav

Dopadající svazek **není** monochromatická vlna.

Nekoherentní svazek lze popsat jako smíšený stav: **Smíšený stav** **realistický případ**

Intensity od I závisí na $\Phi(k)$ a $w(k)$. $\Phi(k)$ určuje fázi, $w(k)$ určuje intenzitu. $w(k)$ závisí na energii vlny nebo lépe na vlnovém vektoru:

Záleží na tom, jak je definována intenzita $w(k)$.

I

Limitní případ:

$$w_\ell = \delta_{\ell\tilde{\ell}}$$

$$\int dk w(k) = 1$$

STAVY KVANTOVÉ TEORIE

stav	čistý	smíšený
struktura	$ \ell\rangle$	$\{ \ell\rangle; w_\ell\}, \quad \sum w_\ell = 1$
střední hodnoty	$\langle A \rangle = \langle \ell A \ell \rangle$	$\langle A \rangle = \sum w_\ell \langle \ell A \ell \rangle$



Intensita na výstupu interferometru II: stacionární smíšený stav

Dopadající svazek **není** monochromatická vlna.

Nekoherentní smíšený stav: **Smíšený** stav: $\rho = \sum_l w_l |\ell\rangle\langle\ell|$

Intensity od $I = \langle \Phi | \hat{I} | \Phi \rangle$ (čítají: vlny)

Záleží na tom, jakou energii vlny mají: $\Phi(k)$,

I

Limitní případ:

$$w_\ell = \delta_{\ell\tilde{\ell}}$$

Dvojí středování:

vnitřní kvantově mechan. středování:

vnější vážený průměr po směsi stavů

oslabuje koherenci

STAVY KVA

stav	čistý	smíšený
struktura	$ \ell\rangle$	$\{ \ell\rangle; w_\ell\}, \quad \sum w_\ell = 1$
střední hodnoty	$\langle A \rangle = \langle \ell A \ell \rangle$	$\langle A \rangle = \sum w_\ell \langle \ell A \ell \rangle$



Intensita na výstupu interferometru II: stacionární smíšený stav

Dopadající svazek **není** monochromatická vlna.

Nekoherentní smíšený stav: **Smíšený** (vnitřní kvantově mechan. u: vnější vážený průměr po směsi stavů)

Intensity od I závisí na tor $\Phi(k)$, $w_l = \delta_{l\tilde{l}}$

Záleží na tor

I

Limitní případ:

$$w_l = \delta_{l\tilde{l}}$$

Dvojí středování:

vnitřní kvantově mechan. u:

vnější vážený průměr po směsi stavů

oslabuje koherenci

STAVY KVA

stav	čistý	smíšený
struktura	$ \ell\rangle$	$\{ \ell\rangle; w_\ell\}, \quad \sum w_\ell = 1$
střední hodnoty	$\langle A \rangle = \langle \ell A \ell \rangle$	$\langle A \rangle = \sum w_\ell \langle \ell A \ell \rangle$

Dirac, von Neumann matice hustoty



Intensita na výstupu interferometru II: stacionární smíšený stav

Dopadající svazek **není** monochromatická vlna.

Nekoherentní směs vln o různých energiích: **Smíšený stav** **realistický případ**

Intensity od jednotlivých vln ve směsi se sčítají: vlny nejsou navzájem koherentní.

Záleží na tom, jak rozdíl fází $\Delta\Phi$ závisí na energii vlny nebo lépe na vlnovém vektoru:

$$I = I_0 \int dk w(k) \cdot (1 + V \cdot \cos \Delta\Phi(k)), \quad \int dk w(k) = 1$$

$$I = I_0 \int dk w(k) \cdot (1 + V \cdot \operatorname{Re}(e^{i\Delta\Phi(k)}))$$

Intensita na výstupu interferometru II: stacionární smíšený stav

Dopadající svazek **není** monochromatická vlna.

Nekoherentní směs vln o různých energiích: **Smíšený stav** **realistický případ**

Intensity od jednotlivých vln ve směsi se sčítají: vlny nejsou navzájem koherentní.

Záleží na tom, jak rozdíl fází $\Delta\Phi$ závisí na energii vlny nebo lépe na vlnovém vektoru:

$$I = I_0 \int dk w(k) \cdot (1 + V \cdot \cos \Delta\Phi(k)), \quad \int dk w(k) = 1$$

$$I = I_0 \int dk w(k) \cdot (1 + V \cdot \operatorname{Re}(e^{i\Delta\Phi(k)}))$$

$$I = I_0 \cdot (1 + V \cdot \operatorname{Re} \int dk w(k) e^{i\Delta\Phi(k)})$$

ekvivalentní, ale velmi produktivní přepis

Intensita na výstupu interferometru II: stacionární smíšený stav

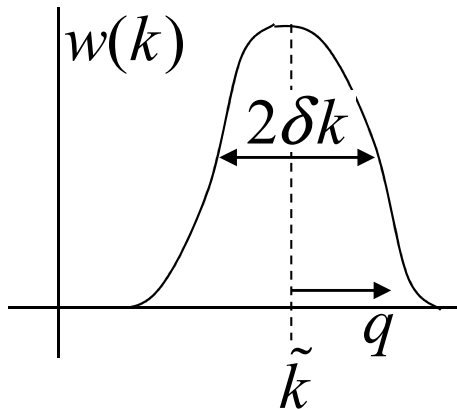
Dopadající svazek **není** monochromatická vlna.

Nekoherentní směs vln o různých energiích: **Smíšený stav** **realistický případ**

Intensity od jednotlivých vln ve směsi se sčítají: vlny nejsou navzájem koherentní.

Záleží na tom, jak rozdíl fází $\Delta\Phi$ závisí na energii vlny nebo lépe na vlnovém vektoru:

$$I = I_0 \int dk w(k) \cdot (1 + V \cdot \cos \Delta\Phi(k)), \quad \int dk w(k) = 1$$



$$I = I_0 \cdot (1 + V \cdot \text{Re} \int dk w(k) e^{i\Delta\Phi(k)})$$

Pro úzké rozdělení

$$\int dk w(k) \cdot e^{i\Delta\Phi(k)} = \int dq w(\tilde{k} + q) \cdot e^{i(\Delta\Phi(\tilde{k}) + \frac{d}{dk}\Delta\Phi(\tilde{k}) \cdot q)}$$

$$I = I_0 \left(1 + V \text{Re} \left(e^{i\Delta\Phi(\tilde{k})} \underbrace{\int dq w(\tilde{k} + q) \cdot e^{i\frac{d}{dk}\Delta\Phi(\tilde{k}) \cdot q}}_{W\left(\frac{d}{dk}\Delta\Phi(\tilde{k})\right)} \right) \right)$$

Intensita na výstupu interferometru II: stacionární smíšený stav

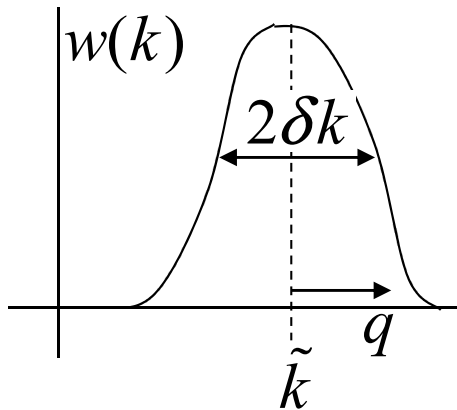
Dopadající svazek **není** monochromatická vlna.

Nekoherentní směs vln o různých energiích: **Smíšený stav** **realistický případ**

Intensity od jednotlivých vln ve směsi se sčítají: vlny nejsou navzájem koherentní.

Záleží na tom, jak rozdíl fází $\Delta\Phi$ závisí na energii vlny nebo lépe na vlnovém vektoru:

$$I = I_0 \int dk w(k) \cdot (1 + V \cdot \cos \Delta\Phi(k)), \quad \int dk w(k) = 1$$



$$I = I_0 \left(1 + V \operatorname{Re} \left(e^{i\Delta\Phi(\tilde{k})} \underbrace{\int dq w(\tilde{k} + q) \cdot e^{i\frac{d}{dk}\Delta\Phi(\tilde{k}) \cdot q}}_{W\left(\frac{d}{dk}\Delta\Phi(\tilde{k})\right)} \right) \right)$$

Čistý stav jako limita (ve spojitém spektru)

$$w(k) \rightarrow \delta(k - \tilde{k}) \Rightarrow w(\tilde{k} + q) \rightarrow \delta(q), W(x) \rightarrow 1$$

$$I \rightarrow I_0 \left(1 + V \operatorname{Re} \left(e^{i\Delta\Phi(\tilde{k})} \right) \right)$$

Intensita na výstupu interferometru II: Gaussovo rozdělení

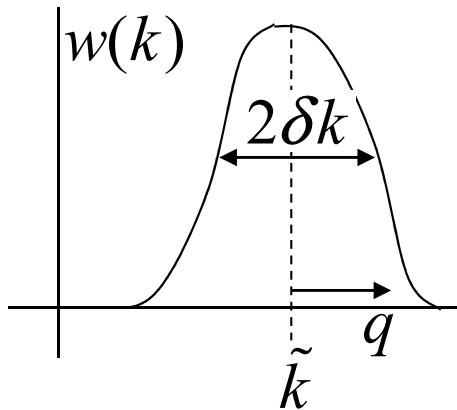
Dopadající svazek **není** monochromatická vlna.

Nekoherentní směs vln o různých energiích: **Smíšený stav** **realistický případ**

Intensity od jednotlivých vln ve směsi se sčítají: vlny nejsou navzájem koherentní.

Záleží na tom, jak rozdíl fází $\Delta\Phi$ závisí na energii vlny nebo lépe na vlnovém vektoru:

$$I = I_0 \int dk w(k) \cdot (1 + V \cdot \cos \Delta\Phi(k)), \quad \int dk w(k) = 1$$



$$I = I_0 (1 + V \operatorname{Re}[e^{i\Delta\Phi(\tilde{k})} W(\frac{d}{dk} \Delta\Phi(\tilde{k}))]])$$

$$W(x) = \int dq w(\tilde{k} + q) \cdot e^{ix \cdot q}$$

Gaussovo rozdělení

$$w(\tilde{k} + q) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\delta k}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{q}{\delta k}\right)^2}, \quad W(x) = e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x}{\delta s}\right)^2}$$

$$I = I_0 \left(1 + V \cos \Delta\Phi(\tilde{k}) \cdot e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{d}{dk} \Delta\Phi(\tilde{k}) / \delta s\right)^2} \right)$$

$$\delta s = \frac{1}{\delta k}$$



Intensita na výstupu interferometru II: Gaussovo rozdělení

$$I = I_0 \left(1 + V \cos \Delta\Phi(\tilde{k}) \cdot e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{d}{dk} \Delta\Phi(\tilde{k}) / \delta s \right)^2} \right) \quad \delta s = \frac{1}{\delta k}$$

$$\Delta\Phi(\tilde{k}) = -\tilde{k} \int ds \cdot V(\mathbf{r}(s)) / 2\tilde{E} = -\frac{1}{\tilde{k}} \cdot \frac{m}{\hbar^2} \int ds \cdot V(\mathbf{r}(s))$$

$$\frac{d}{dk} \Delta\Phi(\tilde{k}) = +\frac{1}{\tilde{k}^2} \cdot \frac{m}{\hbar^2} \int ds \cdot V(\mathbf{r}(s)) = -\frac{1}{\tilde{k}} \cdot \Delta\Phi(\tilde{k})$$

Intensita na výstupu interferometru II: Gaussovo rozdělení

$$I = I_0 \left(1 + V \cos \Delta\Phi(\tilde{k}) \cdot e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{d}{d\tilde{k}} \Delta\Phi(\tilde{k}) / \delta s \right)^2} \right)$$

$$\delta s = \frac{1}{\delta k}$$

$$\Delta\Phi(\tilde{k}) = -\tilde{k} \int ds \cdot V(\mathbf{r}(s)) / 2\tilde{E} = -\frac{1}{\tilde{k}} \cdot \frac{m}{\hbar^2} \int ds \cdot V(\mathbf{r}(s))$$

$$\frac{d}{dk} \Delta\Phi(\tilde{k}) = +\frac{1}{\tilde{k}^2} \cdot \frac{m}{\hbar^2} \int ds \cdot V(\mathbf{r}(s)) = -\frac{1}{\tilde{k}} \cdot \Delta\Phi(\tilde{k})$$

Konečný výraz pro intenzitu na výstupu

$$I = I_0 \left(1 + V \cos \Delta\Phi(\tilde{k}) \cdot e^{-\frac{1}{2} \left(\Delta\Phi(\tilde{k}) \frac{\delta\tilde{k}}{\tilde{k}} \right)^2} \right)$$

Intensita na výstupu interferometru II: Gaussovo rozdělení

$$I = I_0 \left(1 + V \cos \Delta\Phi(\tilde{k}) \cdot e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{d}{d\tilde{k}} \Delta\Phi(\tilde{k}) / \delta s \right)^2} \right) \quad \delta s = \frac{1}{\delta k}$$

$$\Delta\Phi(\tilde{k}) = -\tilde{k} \int ds \cdot V(\mathbf{r}(s)) / 2\tilde{E} = -\frac{1}{\tilde{k}} \cdot \frac{m}{\hbar^2} \int ds \cdot V(\mathbf{r}(s))$$

$$\frac{d}{dk} \Delta\Phi(\tilde{k}) = +\frac{1}{\tilde{k}^2} \cdot \frac{m}{\hbar^2} \int ds \cdot V(\mathbf{r}(s)) = -\frac{1}{\tilde{k}} \cdot \Delta\Phi(\tilde{k})$$

Konečný výraz pro intenzitu na výstupu

závisí na dvou parametrech svazku

$$I = I_0 \left(1 + V \cos \Delta\Phi(\tilde{k}) \cdot e^{-\frac{1}{2} \left(\Delta\Phi(\tilde{k}) \frac{\delta\tilde{k}}{\tilde{k}} \right)^2} \right)$$

Intensita na výstupu interferometru II: Gaussovo rozdělení

$$I = I_0 \left(1 + V \cos \Delta\Phi(\tilde{k}) \cdot e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{d}{d\tilde{k}} \Delta\Phi(\tilde{k}) / \delta s \right)^2} \right) \quad \delta s = \frac{1}{\delta k}$$

$$\Delta\Phi(\tilde{k}) = -\tilde{k} \int ds \cdot V(\mathbf{r}(s)) / 2\tilde{E} = -\frac{1}{\tilde{k}} \cdot \frac{m}{\hbar^2} \int ds \cdot V(\mathbf{r}(s))$$

$$\frac{d}{dk} \Delta\Phi(\tilde{k}) = +\frac{1}{\tilde{k}^2} \cdot \frac{m}{\hbar^2} \int ds \cdot V(\mathbf{r}(s)) = -\frac{1}{\tilde{k}} \cdot \Delta\Phi(\tilde{k})$$

Konečný výraz pro intenzitu na výstupu

závisí na dvou parametrech svazku

$$I = I_0 \left(1 + V \cos \Delta\Phi(\tilde{k}) \cdot e^{-\frac{1}{2} \left(\Delta\Phi(\tilde{k}) \frac{\delta\tilde{k}}{\tilde{k}} \right)^2} \right)$$

a jediné fázové proměnné

$$I = I_0 \left(1 + V \cos \Delta\Phi(\tilde{k}) \cdot e^{-\frac{1}{2} \left(\Delta\Phi(\tilde{k}) \frac{\delta\tilde{k}}{\tilde{k}} \right)^2} \right)$$

EXPLICITNÍ VÝRAZY (nám již známé)

I. PRO POHYB V GRAVITAČNÍM POLI ZEMĚ

$$\Delta\Phi = LH \sin \varphi \times g \frac{m^2}{\hbar^2} \times k^{-1}$$

II. PRO OPTICKÝ POTENCIÁL V LÁTCE

$$\Delta\Phi = -\lambda_0 \bar{b} LN = -2\pi \bar{b} LN \times k^{-1}$$

$$I = I_0 \left(1 + V \cos \Delta\Phi(\tilde{k}) \cdot e^{-\frac{1}{2} \left(\Delta\Phi(\tilde{k}) \frac{\delta\tilde{k}}{\tilde{k}} \right)^2} \right)$$

EXPLICITNÍ VÝRAZY (nám již známé)

I. PRO POHYB V GRAVITAČNÍM POLI ZEMĚ

$$\Delta\Phi = LH \sin \varphi \times g \frac{m^2}{\hbar^2} \times k^{-1}$$

II. PRO OPTICKÝ POTENCIÁL V LÁTCE

$$\Delta\Phi = -\lambda_0 \bar{b} LN = -2\pi \bar{b} LN \times k^{-1}$$

... vrátíme se k interpretaci COW experimentu
v neutronové gravimetrii

$$I = I_0 \left(1 + V \cos \Delta\Phi(\tilde{k}) \cdot e^{-\frac{1}{2} \left(\Delta\Phi(\tilde{k}) \frac{\delta\tilde{k}}{\tilde{k}} \right)^2} \right)$$

EXPLICITNÍ VÝRAZY (nám již známé)

I. PRO POHYB V GRAVITAČNÍM POLI ZEMĚ

$$\Delta\Phi = LH \sin \varphi \times g \frac{m^2}{\hbar^2} \times k^{-1}$$

II. PRO OPTICKÝ POTENCIÁL V LÁTCE

$$\Delta\Phi = -\lambda_0 \bar{b} LN = -2\pi \bar{b} LN \times k^{-1}$$

... vrátíme se k interpretaci COW experimentu
v neutronové gravimetrii

$$I = I_0 \left(1 + V \cos \Delta\Phi(\tilde{k}) \cdot e^{-\frac{1}{2} \left(\Delta\Phi(\tilde{k}) \frac{\delta\tilde{k}}{\tilde{k}} \right)^2} \right)$$

EXPLICITNÍ VÝRAZY (nám již známé)

I. PRO POHYB V GRAVITAČNÍM POLI ZEMĚ

$$\Delta\Phi = LH \sin \varphi \times g \frac{m^2}{\hbar^2} \times k^{-1} \equiv C \sin \varphi$$

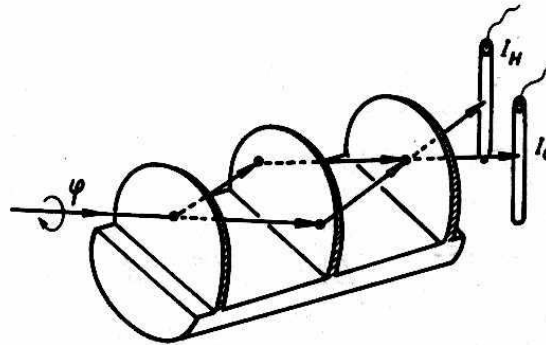
II. PRO OPTICKÝ POTENCIÁL V LÁTCE

$$\Delta\Phi = -\lambda_0 \bar{b} LN = -2\pi \bar{b} LN \times k^{-1}$$

... vrátíme se k interpretaci COW experimentu
v neutronové gravimetrii

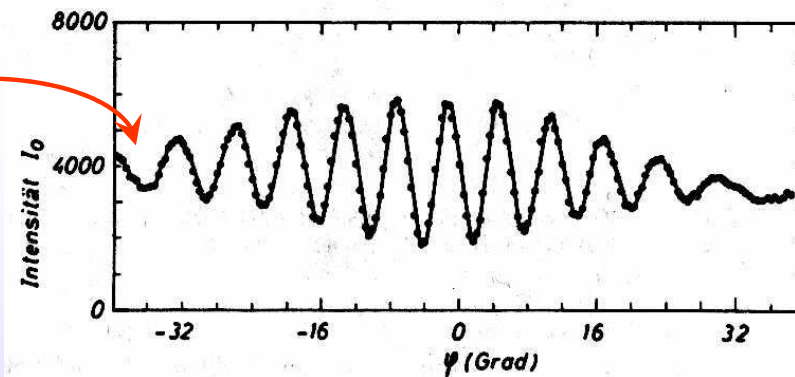
B06 Interferenční gravimetrie: jeden z prvních výsledků

osa natáčení je
vodorovná



② kontrast brzo vymizí:
to neumíme vysvětlit jen
počítáním fázových
posuvů.

Příště úplnější teorie

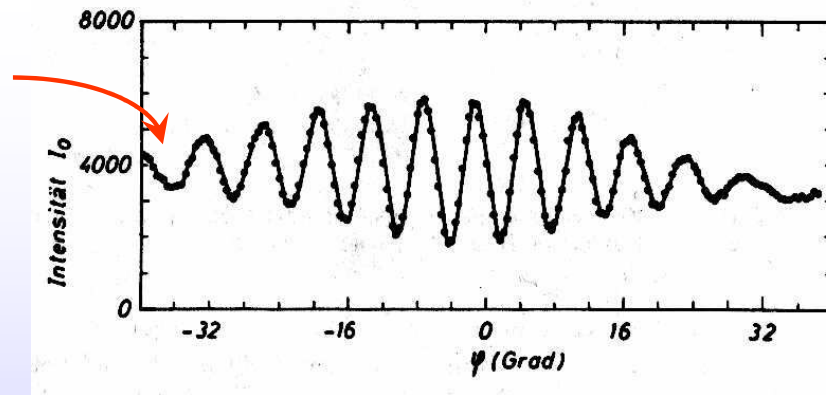
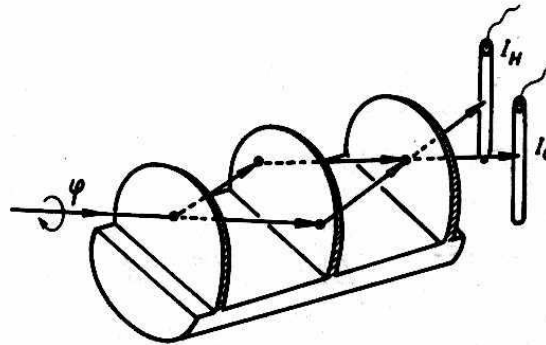


COW experiment ... Collela, Overhauser, Werner

B06 Interferenční gravimetrie: jeden z prvních výsledků

$$I = I_0 \left(1 + V \cos(C \sin \varphi) \cdot e^{-\frac{1}{2} \left(C \sin \varphi \frac{\delta \tilde{k}}{\tilde{k}} \right)^2} \right)$$

osa natáčení je
vodorovná

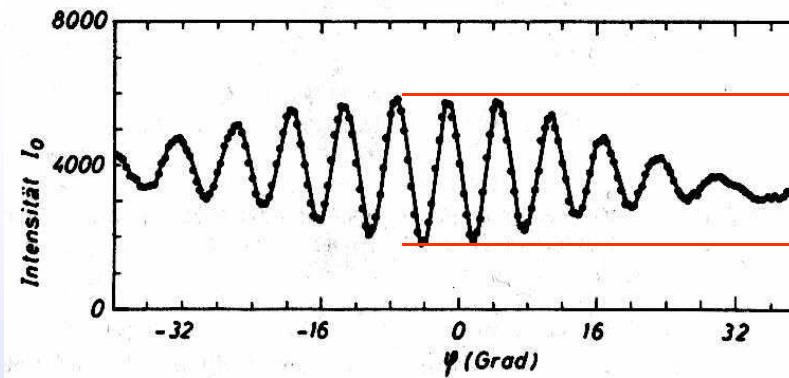
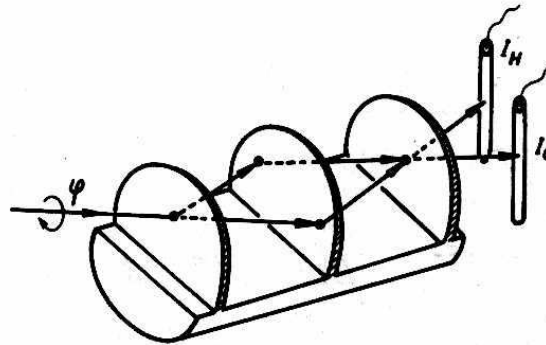


COW experiment ... Collela, Overhauser, Werner

B06 Interferenční gravimetrie: jeden z prvních výsledků

$$I = I_0 \left(1 + V \cos(C \sin \varphi) \cdot e^{-\frac{1}{2} \left(C \sin \varphi \frac{\delta \tilde{k}}{\tilde{k}} \right)^2} \right)$$

osa natáčení je
vodorovná



FIT 1.

$$I_{\max} \square 6000$$

$$I_{\min} \square 2000$$

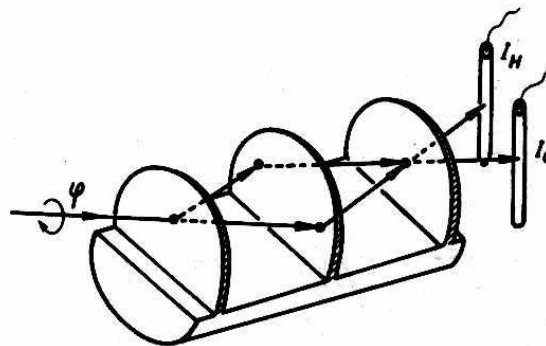
COW experiment ... Collela, Overhauser, W

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = 0.5$$

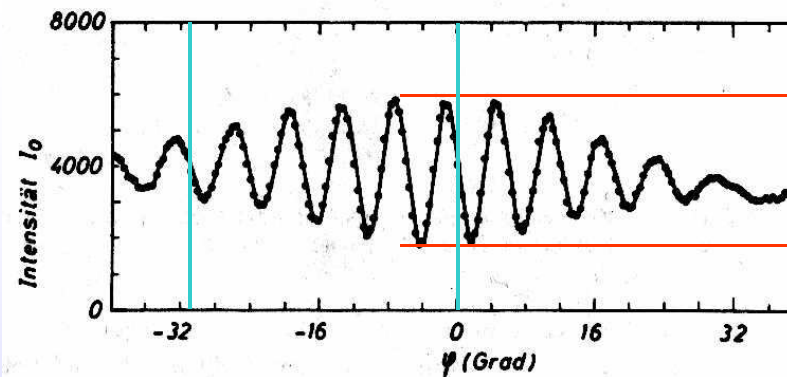
B06 Interferenční gravimetrie: jeden z prvních výsledků

$$I = I_0 \left(1 + V \cos(C \sin \varphi) \cdot e^{-\frac{1}{2} \left(C \sin \varphi \frac{\delta \tilde{k}}{\tilde{k}} \right)^2} \right)$$

osa natáčení je
vodorovná



FIT 1.



$$I_{\max} \square 6000$$

$$I_{\min} \square 2000$$

FIT II.

$$\Delta\Phi(-31,5^\circ) = C \sin(-31,5^\circ) \square 10\pi \text{ mauser, W}$$

$$C \square 59.3$$

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = 0.5$$

B06 Interferenční gravimetrie: jeden z prvních výsledků

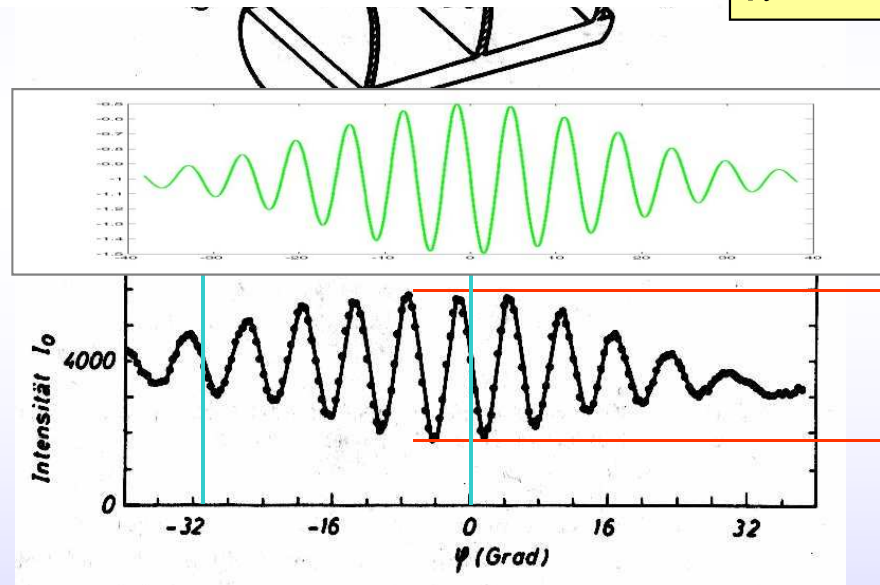
$$I = I_0 \left(1 + V \cos(C \sin \varphi) \cdot e^{-\frac{1}{2} \left(C \sin \varphi \frac{\delta \tilde{k}}{\tilde{k}} \right)^2} \right)$$

osa natáčení je
vodorovná

FIT III.

metodou "trial and error"

$$\frac{\delta \tilde{k}}{\tilde{k}} = 0.041$$



FIT 1.

$$I_{\max} \square 6000$$

$$I_{\min} \square 2000$$

FIT II.

$$\Delta \Phi(-31,5^\circ) = C \sin(-31,5^\circ) \square 10\pi \text{ Hauser, W}$$

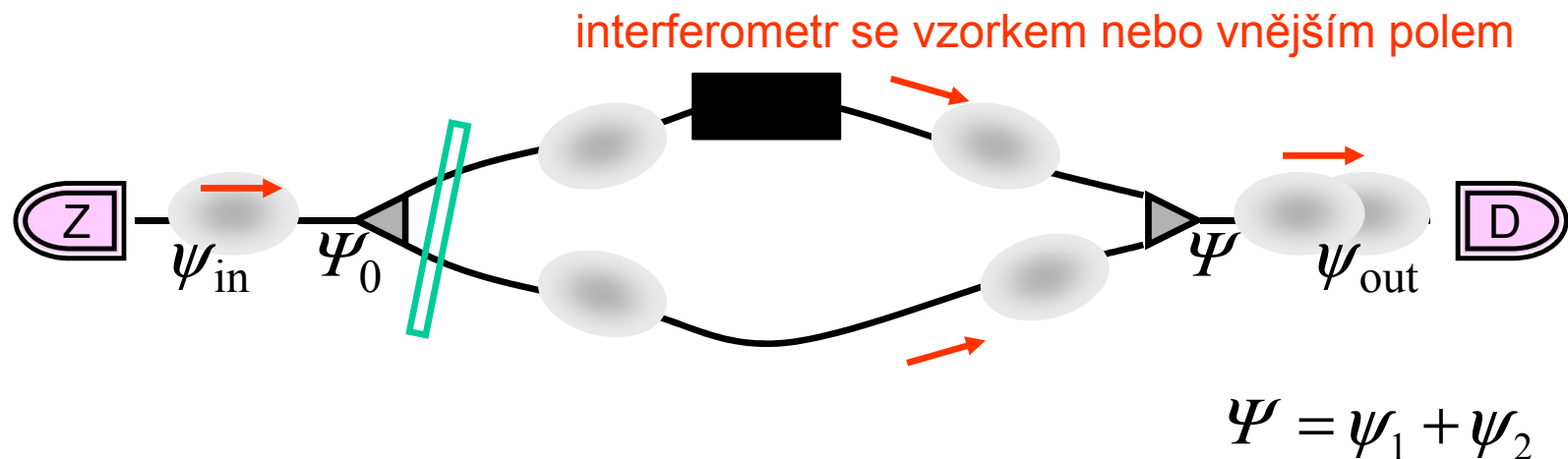
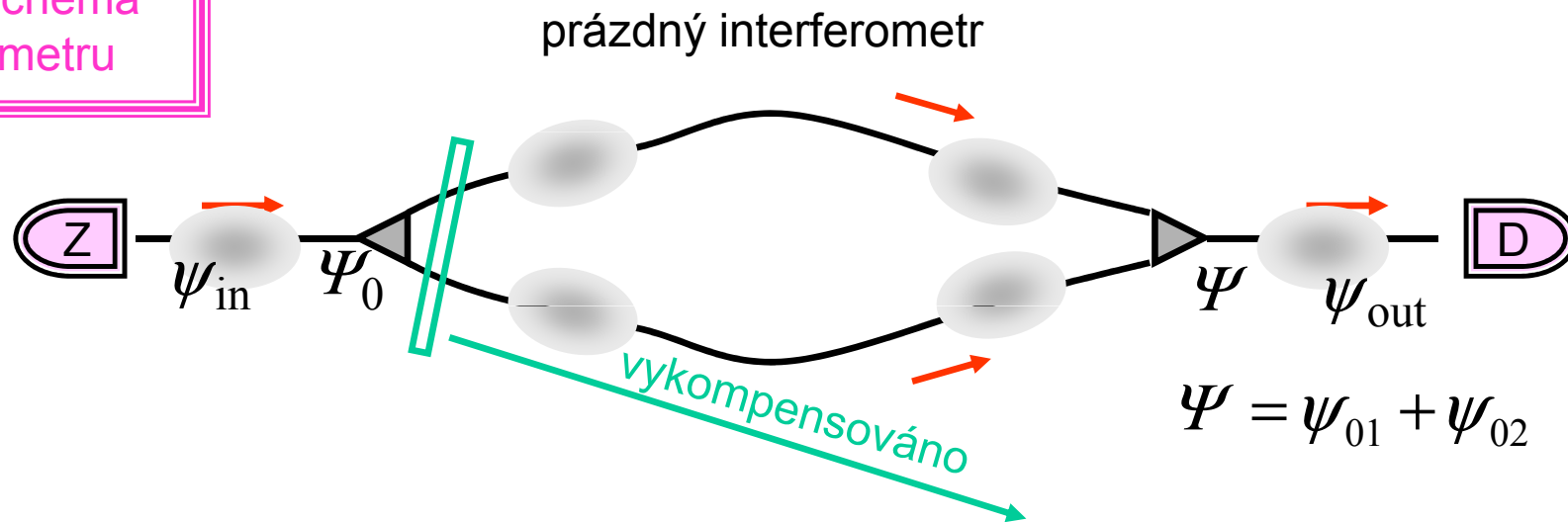
$$C \square 59.3$$

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = 0.5$$

III. krok
Nestacionární popis interferometru:
Průlet vlnových klubek

Intensita na výstupu interferometru III: průlet vlnového klubka

Obecné schema interferometru



Interference vlnových klubek: samotné klubko

Popis svazku pomocí klubek je vlastně propoj mezi částicemi v reaktoru a vlnami v interferometru. Klubko se hodí tak nějak do obojích míst.

TŘI KROKY (1D klubka)

krok 1. stojící klubko

$$\varphi(x) = \int \frac{dk}{2\pi} \cdot a(k) \cdot e^{ikx}$$

krok 2. klubko s nenulovou hybností

$$\psi(x) = \varphi(x) e^{ik_0x} = \int \frac{dk}{2\pi} \cdot a(k) \cdot e^{i(k+k_0)x} = \int \frac{dk}{2\pi} \cdot \underbrace{a(k-k_0)}_{c(k)} \cdot e^{ikx}$$

krok 3. klubko uvedeme do pohybu

$$\Psi(x, t) = \int \frac{dk}{2\pi} \cdot c(k) \cdot e^{i(kx - \omega(k)t)}$$

Toto platí pro každou volbu počáteční vlnové funkce.

Co je "klubko"? Má omezený rozsah v k -prostoru

Interference vlnových klubek: samotné klubko

Pak můžeme provést běžnou klubkovou transformaci

$$\Psi(x, t) = \int \frac{dk}{2\pi} \cdot c(k) \cdot e^{i(kx - \omega(k)t)}$$

$$\omega(k) = \varepsilon(\hbar k) / \hbar = \frac{\hbar}{2m} \cdot k^2$$

$$= \int \frac{dq}{2\pi} \cdot c(k_0 + q) \cdot e^{i((k_0 + q)x - \omega(k_0 + q)t)}$$

$$= e^{i(k_0 x - \omega(k_0)t)} \int \frac{dq}{2\pi} \cdot a(q) \cdot e^{i(q(x - v_0 t) - \cancel{\omega(q)t})}$$

zanedbáme rozplývání:
linearisace v (malém) q

$$\approx e^{i(k_0 x - \omega(k_0)t)} \int \frac{dq}{2\pi} \cdot a(q) \cdot e^{iq(x - v_0 t)}$$

$$\Psi(x, t) = e^{i(k_0 x - \omega(k_0)t)} \times \varphi(x - v_0 t)$$

Interference vlnových klubek: samotné klubko

Pak můžeme provést běžnou klubkovou transformací

$$\Psi(x, t) = \int \frac{dk}{2\pi} \cdot c(k) \cdot e^{i(kx - \omega(k)t)}$$

$$\omega(k) = \varepsilon(\hbar k) / \hbar = \frac{\hbar}{2m} \cdot k^2$$

$$= \int \frac{dq}{2\pi} \cdot c(k_0 + q) \cdot e^{i((k_0 + q)x - \omega(k_0 + q)t)}$$

$$= e^{i(k_0 x - \omega(k_0)t)} \int \frac{dq}{2\pi} \cdot a(q) \cdot e^{i(q(x - v_0 t) - \cancel{\omega(q)t})}$$

zanedbáme rozplývání:
linearisace v (malém) q

$$\approx e^{i(k_0 x - \omega(k_0)t)} \int \frac{dq}{2\pi} \cdot a(q) \cdot e^{iq(x - v_0 t)}$$

$$\Psi(x, t) = e^{i(k_0 x - \omega(k_0)t)} \times \varphi(x - v_0 t)$$

nosná vlna

×

obálka klubka

$$e^{ik_0(x - u_0 t)}$$

×

$$\varphi(x - v_0 t)$$

$$u_0 = \frac{\omega(k_0)}{k_0} = \frac{\hbar}{2m} k_0$$

$$v_0 = \frac{d\omega(k_0)}{dk_0} = \frac{\hbar}{m} k_0 = 2u_0$$

fázová rychlost

grupová rychlost

Interference vlnových klobek: zpožděné klobko ve vnějším potenciálu

Známe $\Delta\Phi(k)$; k snadno přepočteme na energii pomocí

$$\Psi_1(x, t) = e^{i(k_0x - \omega(k_0)t)} \times \varphi(x - v_0t)$$

$$\omega(k) = \varepsilon(\hbar k) / \hbar = \frac{\hbar}{2m} \cdot k^2$$

$$\Psi_2(x, t) = \int \frac{dk}{2\pi} \cdot c(k) \cdot e^{i(kx + \Delta\Phi(k) - \omega(k)t)}$$

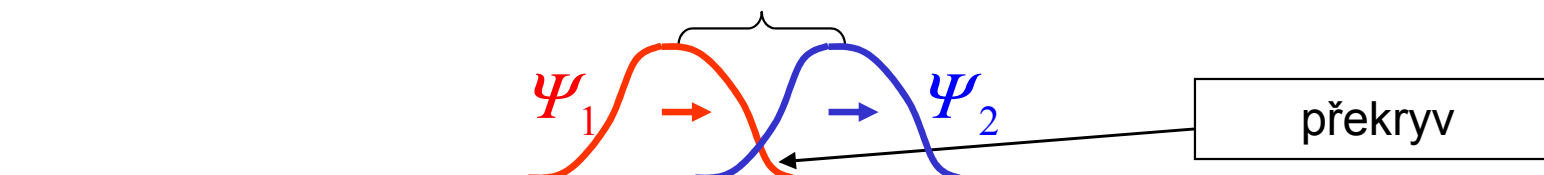
$$= \int \frac{dq}{2\pi} \cdot c(k_0 + q) \cdot e^{i((k_0 + q)x + \Delta\Phi(k_0 + q) - \omega(k_0 + q)t)}$$

$$\approx e^{i(k_0x + \Delta\Phi(k_0) - \omega(k_0)t)} \int \frac{dq}{2\pi} \cdot a(q) \cdot e^{iq(x + \frac{d}{dk} \Delta\Phi(k_0) - v_0t)}$$

$$\Psi_2(x, t) = e^{i(k_0x + \Delta\Phi(k_0) - \omega(k_0)t)} \times \varphi(x + \frac{d}{dk} \Delta\Phi(k_0) - v_0t)$$



DRÁHOVÝ POSUN Δx



Interference vlnových klubek: výpočet intenzity

Časově závislá intenzita

$$I(t) = |\Psi_1(t) + \Psi_2(t)|^2 = |\Psi_1(t)|^2 + |\Psi_2(t)|^2 + 2 \operatorname{Re}[\Psi_1^*(t)\Psi_2(t)]$$

Po vystředování po časech (to odpovídá pozorování)

$$I \propto 1 + V \operatorname{Re}[e^{i\Delta\Phi(k_0)} \Gamma(\frac{d}{dk} \Delta\Phi(k_0))]$$

$$\Gamma(x) = \int \frac{dq}{2\pi} \cdot |c(k_0 + q)|^2 \cdot e^{iqx}$$

spektrální
intenzita
klubka

Interference vlnových klubek: výpočet intenzity

Časově závislá intenzita

$$I(t) = |\Psi_1(t) + \Psi_2(t)|^2 = |\Psi_1(t)|^2 + |\Psi_2(t)|^2 + 2 \operatorname{Re}[\Psi_1^*(t)\Psi_2(t)]$$

Po vystředování po časech (to odpovídá pozorování)

$$I \propto 1 + V \operatorname{Re}[e^{i\Delta\Phi(k_0)} \Gamma(\frac{d}{dk} \Delta\Phi(k_0))]$$

$$\Gamma(x) = \int \frac{dq}{2\pi} \cdot |c(k_0 + q)|^2 \cdot e^{iqx}$$

$$I = I_0 \left(1 + V \operatorname{Re}[e^{i\Delta\Phi(\tilde{k})} W(\frac{d}{dk} \Delta\Phi(\tilde{k}))] \right)$$

$$W(x) = \int dq w(\tilde{k} + q) \cdot e^{iqx}$$

SROVNEJME

střední intenzita proudu
náhodně přiletujících
totožných klubek

intenzita stacionární směsi
rovinných vln

**náhodný proud klubek a
nehomogenní směs
rovinných vln o stejné
šířce jsou dva
ekvivalentní popisy
stejného stavu**

Interference vlnových klubek: výpočet intenzity

Časově závislá intenzita

$$I(t) = |\Psi_1(t) + \Psi_2(t)|^2 = |\Psi_1(t)|^2 + |\Psi_2(t)|^2 + 2 \operatorname{Re}[\Psi_1^*(t)\Psi_2(t)]$$

Po vystředování po časech (to odpovídá pozorování)

$$I \propto 1 + V \operatorname{Re}[e^{i\Delta\Phi(k_0)} \Gamma(\frac{d}{dk} \Delta\Phi(k_0))]$$

$$\Gamma(x) = \int \frac{dq}{2\pi} \cdot |c(k_0 + q)|^2 \cdot e^{iqx}$$

$$I = I_0 \left(1 + V \operatorname{Re}[e^{i\Delta\Phi(\tilde{k})} W(\frac{d}{dk} \Delta\Phi(\tilde{k}))] \right)$$

$$W(x) = \int dq w(\tilde{k} + q) \cdot e^{iqx}$$

$\delta k \times \delta s = 1$		
klubko	neurčitost hybnosti	velikost klubka
svazek	spektr. šířka svazku	koherenční délka

SROVNEJME

střední intenzita proudu
náhodně přiletujících
totožných klubek

intenzita stacionární směsi
rovinných vln

**náhodný proud klubek a
nehomogenní směs
rovinných vln o stejné
šířce jsou dva
ekvivalentní popisy
stejného stavu**

Interference vlnových klubek: výpočet intenzity

Časově závislá intenzita

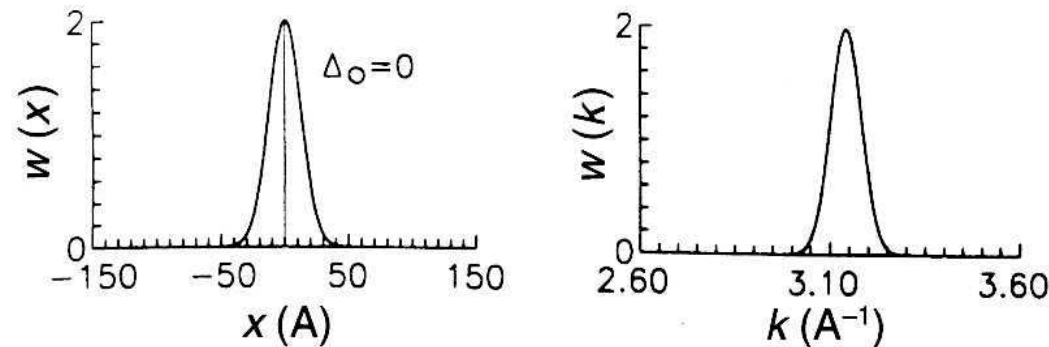
$$I(t) = |\Psi_1(t) + \Psi_2(t)|^2 = |\Psi_1(t)|^2 + |\Psi_2(t)|^2 + 2 \operatorname{Re}[\Psi_1^*(t)\Psi_2(t)]$$

Po vystředování po časech (to odpovídá pozorování)

$$I \propto 1 + V \operatorname{Re}[e^{i\Delta\Phi(k_0)} \Gamma(\frac{d}{dk} \Delta\Phi(k_0))]$$

$$\Gamma(x) = \int \frac{dq}{2\pi} \cdot |c(k_0 + q)|^2 \cdot e^{iqx}$$

GAUSSOVSKÉ KLUBKO



Interference vlnových klubek: výpočet intenzity

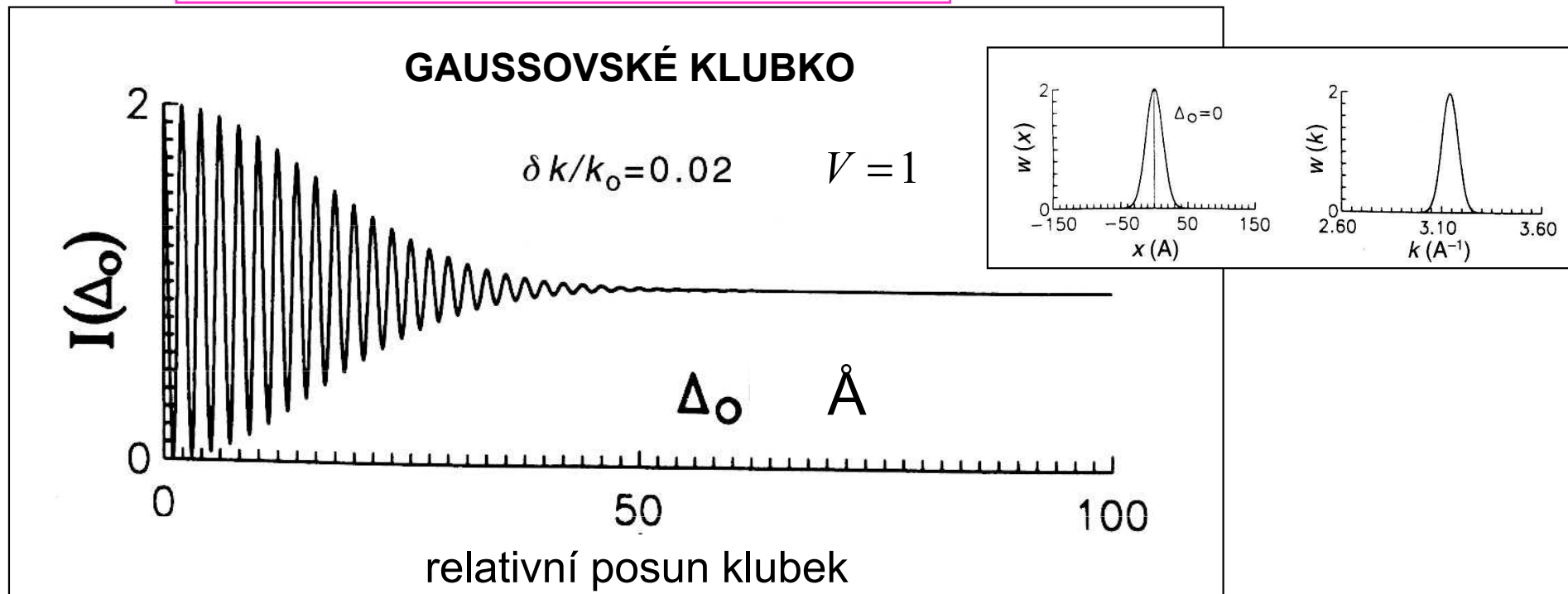
Časově závislá intenzita

$$I(t) = |\Psi_1(t) + \Psi_2(t)|^2 = |\Psi_1(t)|^2 + |\Psi_2(t)|^2 + 2 \operatorname{Re}[\Psi_1^*(t)\Psi_2(t)]$$

Po vystředování po časech (to odpovídá pozorování)

$$I \propto 1 + V \operatorname{Re}[e^{i\Delta\Phi(k_0)} \Gamma(\frac{d}{dk} \Delta\Phi(k_0))]$$

$$\Gamma(x) = \int \frac{dq}{2\pi} \cdot |c(k_0 + q)|^2 \cdot e^{iqx}$$



ukázka 1.

„fázové echo“ v neutronové interferometrii

Fázové echo v neutronové interferometrii

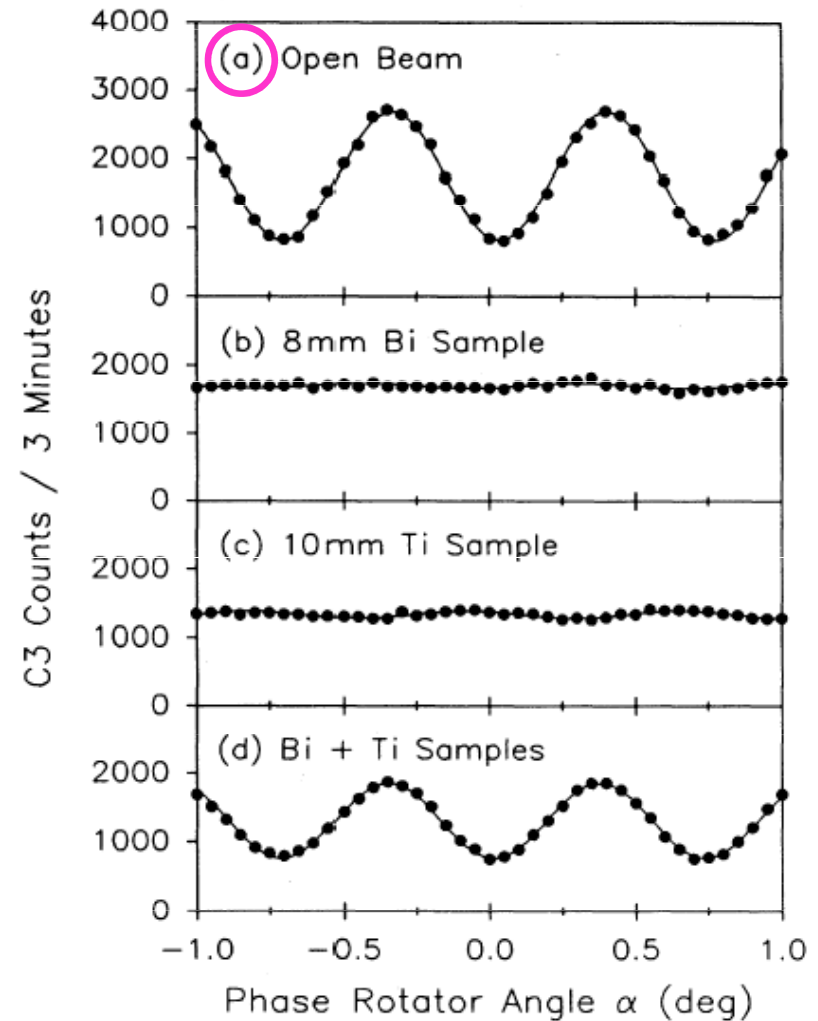
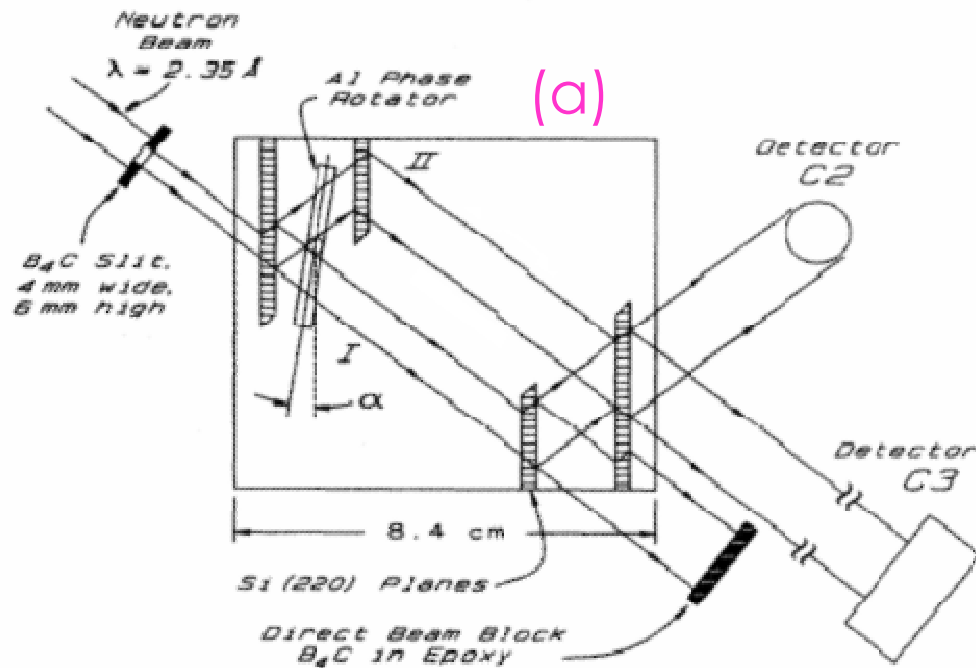
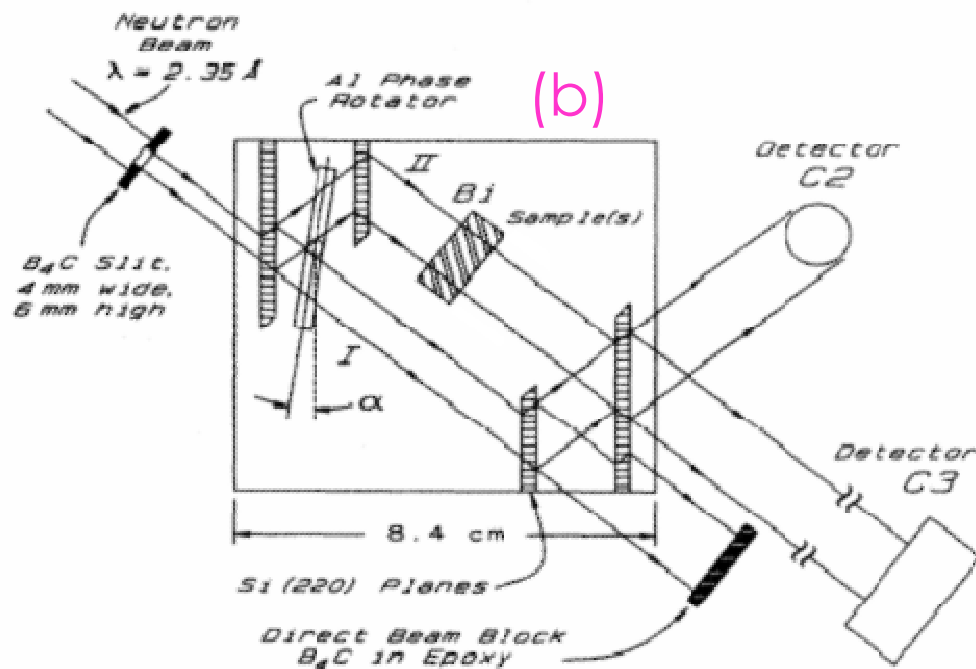


FIG. 4. A typical set of phase-echo interferograms, with (a) no sample, (b) with 8-mm Bi sample 2, (c) 10-mm Ti sample 2, and (d) both Bi 2 and Ti 2 in the beam.

Fázové echo v neutronové interferometrii



do jedné cesty vložili blok Bi tak tlustý, že interference prakticky vymizela

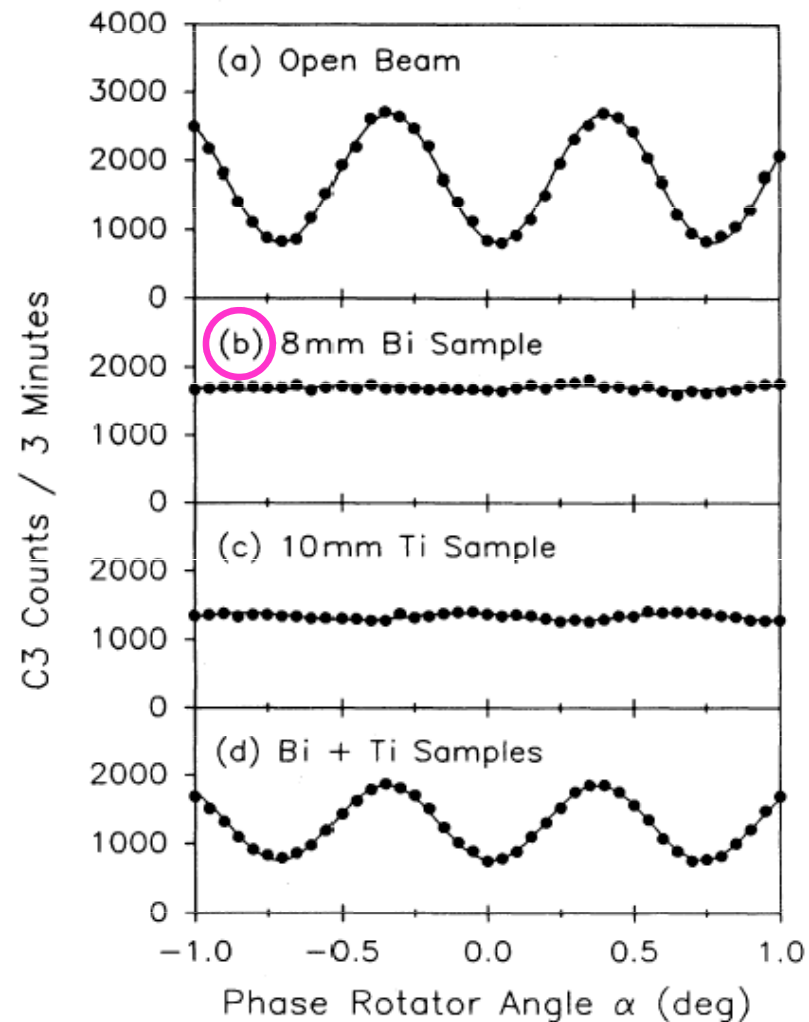
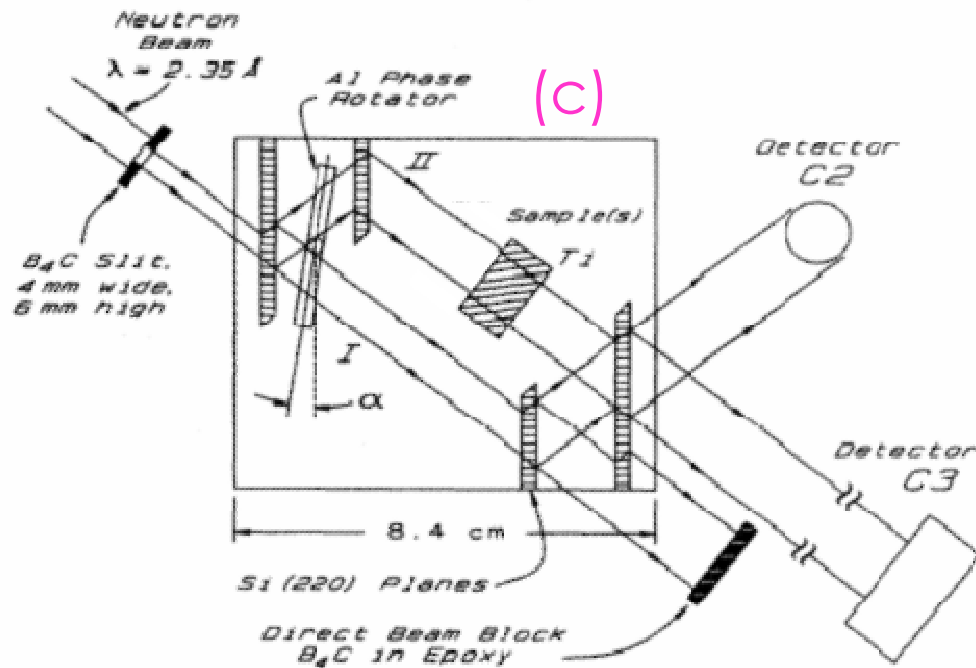


FIG. 4. A typical set of phase-echo interferograms, with (a) no sample, (b) with 8-mm Bi sample 2, (c) 10-mm Ti sample 2, and (d) both Bi 2 and Ti 2 in the beam.

Fázové echo v neutronové interferometrii



do jedné cesty vložili blok Bi
tak tlustý, že interference
prakticky vymizela
podobně působil samotný
blok Ti.

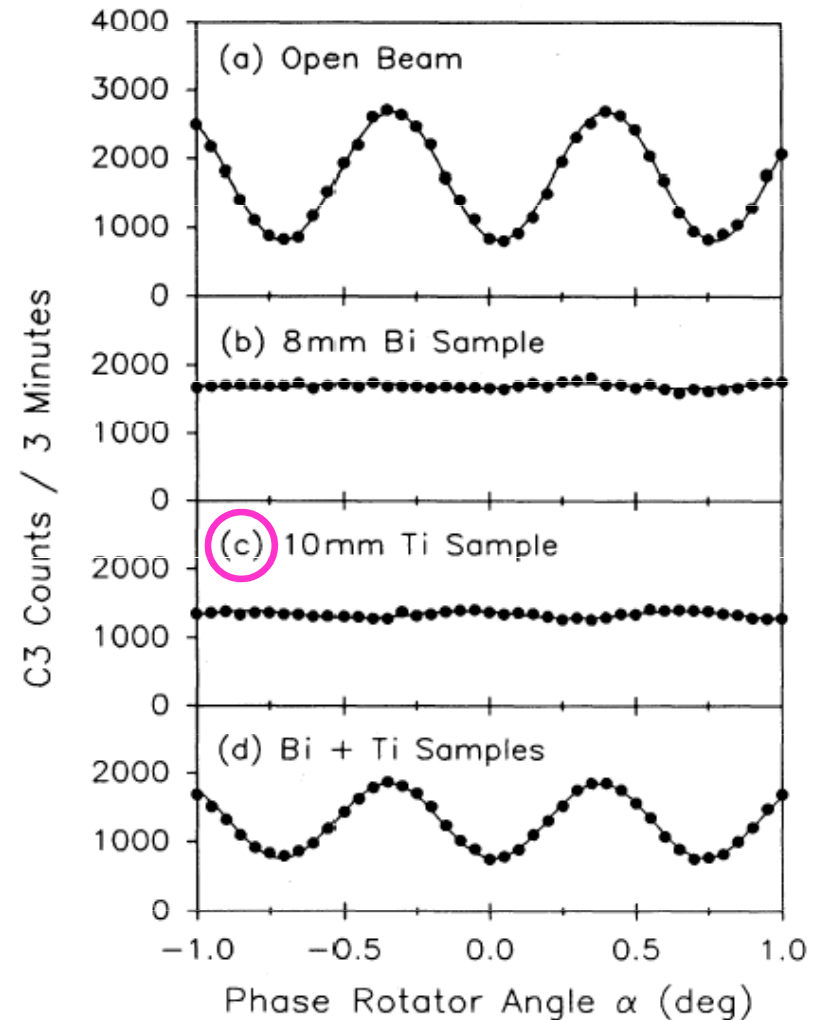
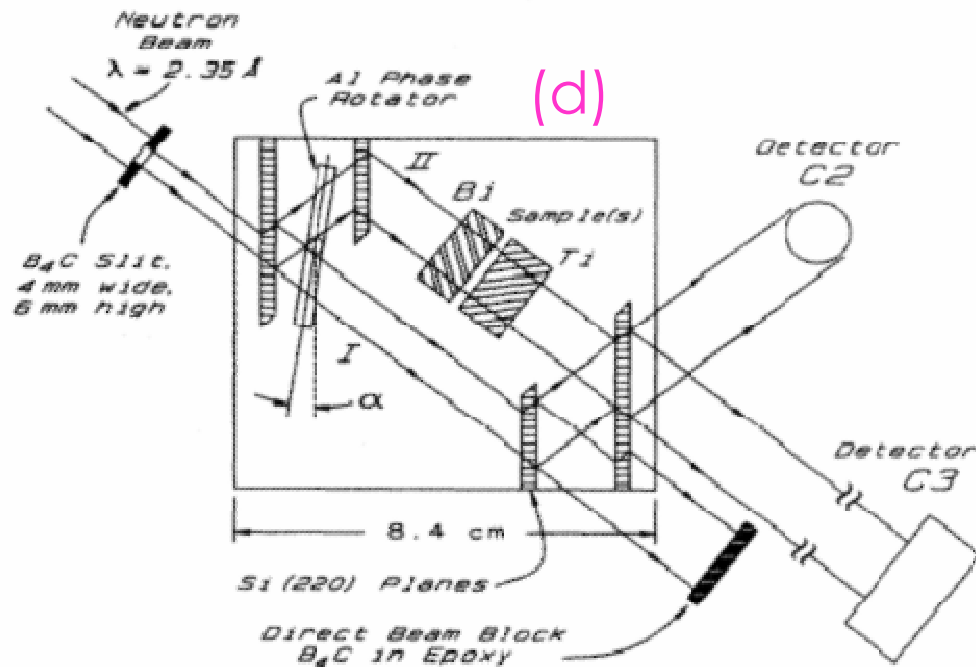


FIG. 4. A typical set of phase-echo interferograms, with (a) no sample, (b) with 8-mm Bi sample 2, (c) 10-mm Ti sample 2, and (d) both Bi 2 and Ti 2 in the beam.

Fázové echo v neutronové interferometrii



nakonec vložili blok Bi tak
tlustý, že interference
prakticky vymizela,
pak za něj vsunuli blok Ti. Ten
má **zápornou rozptylovou
délku b** , protože je
magnetický atd. Proto zase to
dráhové zpoždění
vykompensoval

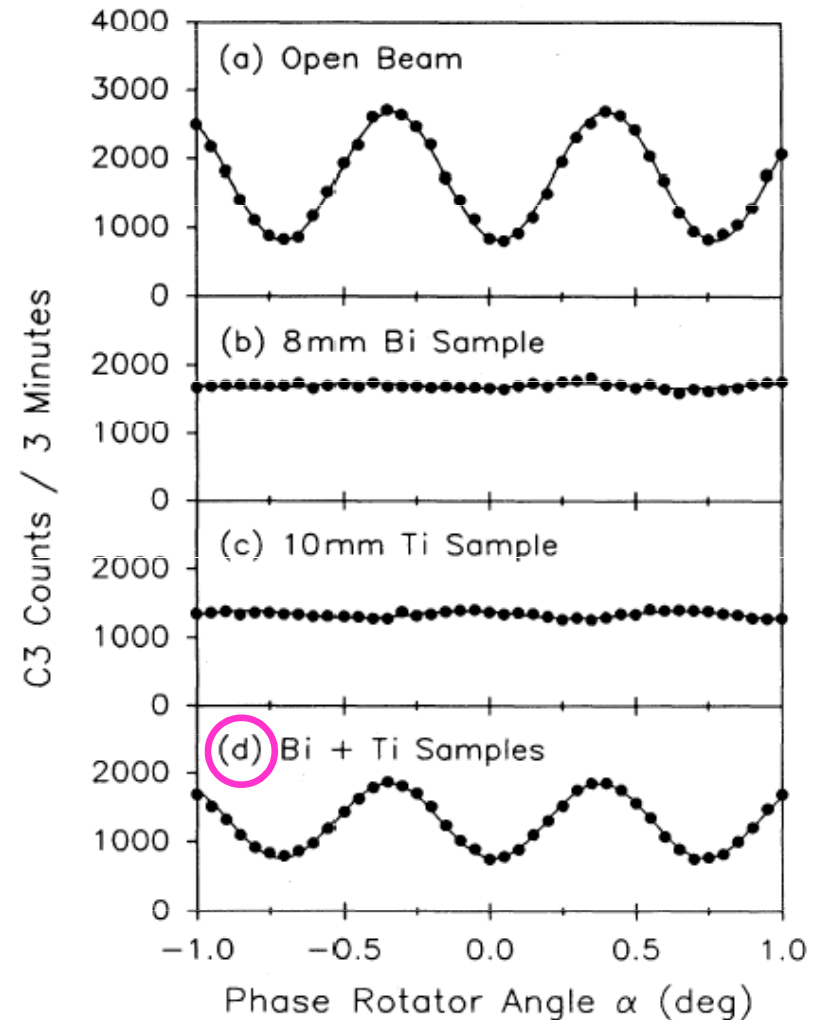
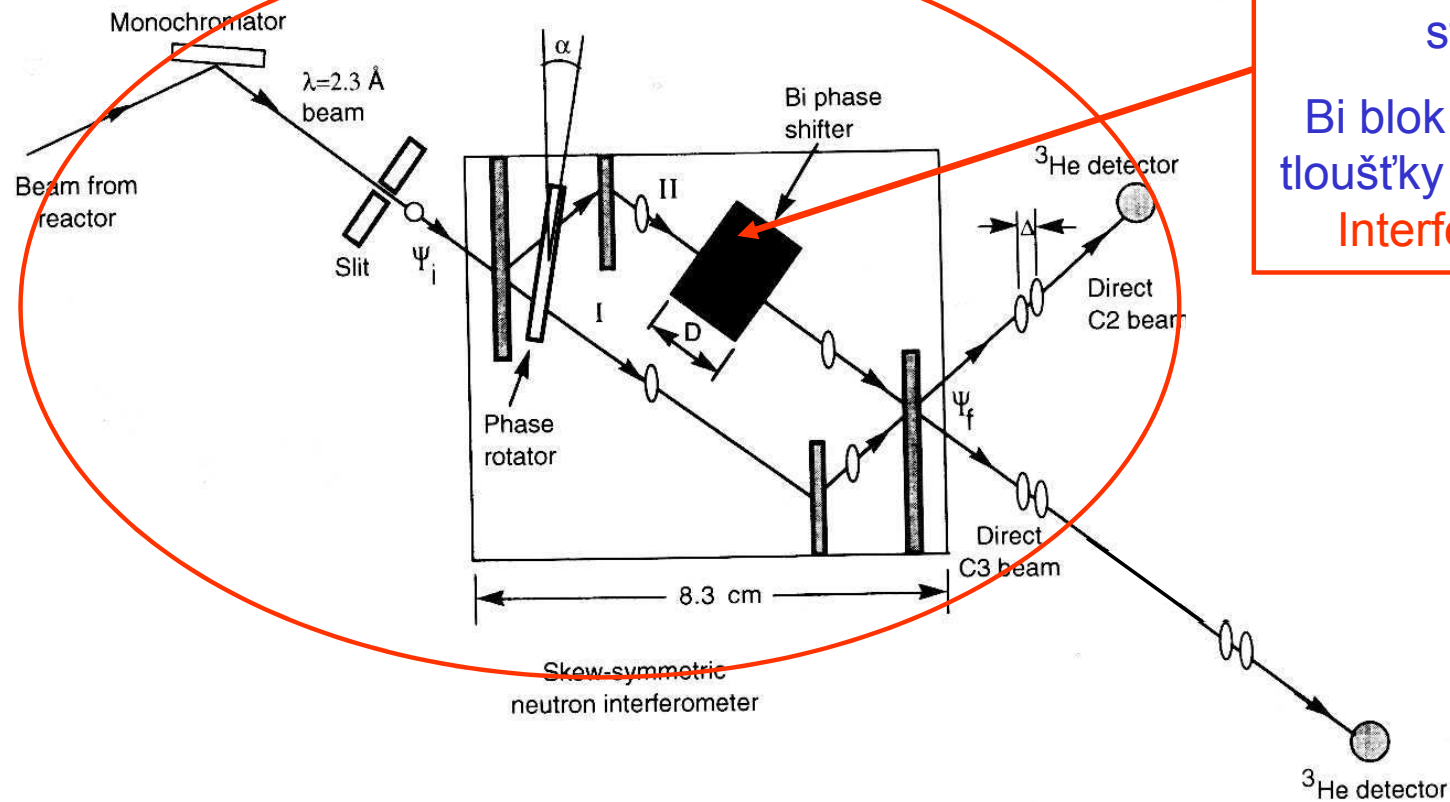


FIG. 4. A typical set of phase-echo interferograms, with (a) no sample, (b) with 8-mm Bi sample 2, (c) 10-mm Ti sample 2, and (d) both Bi 2 and Ti 2 in the beam.

ukázka 2.
obnovení koherence dodatečnou filtrací

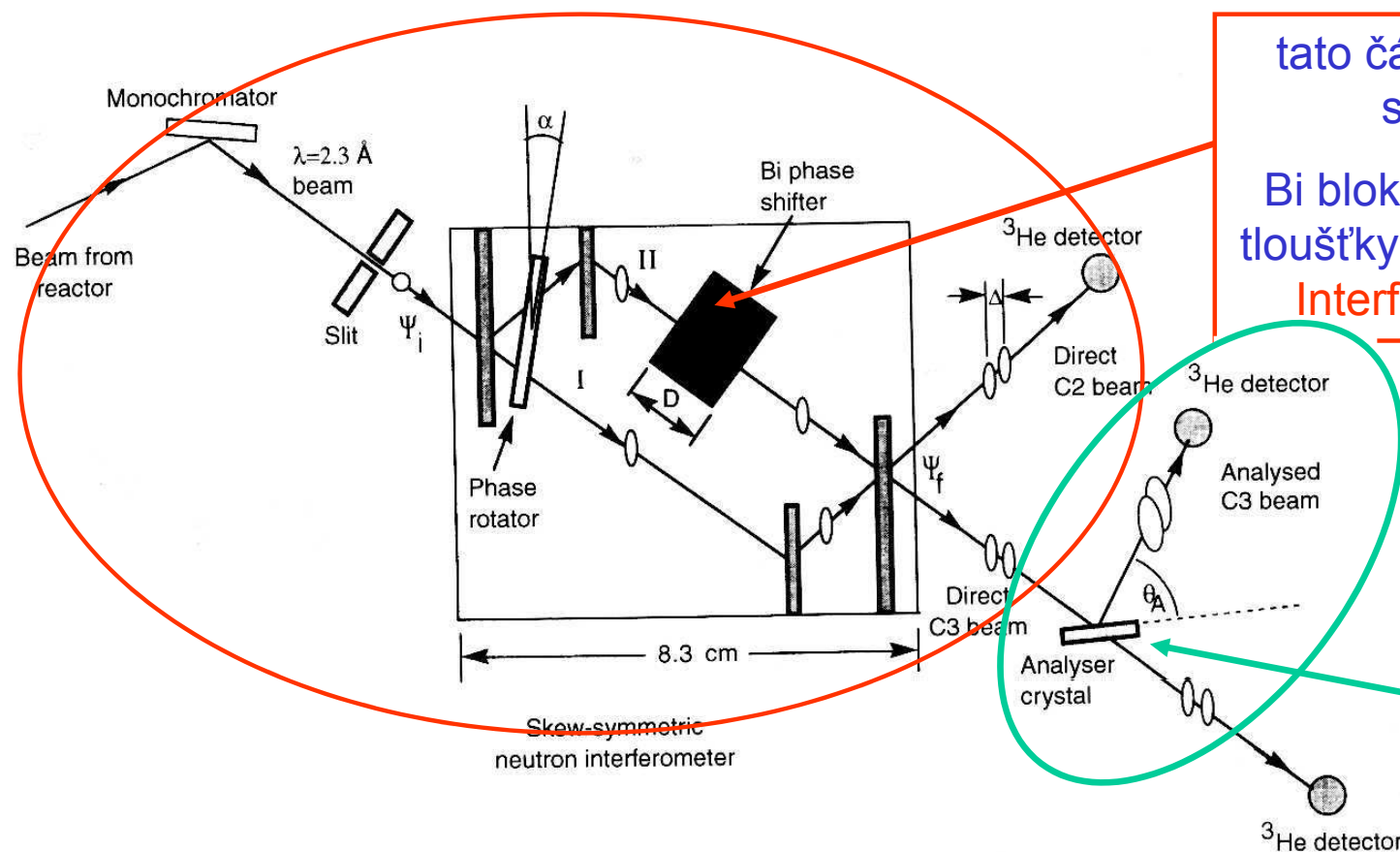
Dodatečný výběr impulsu ... opravdu pěkný kvantový efekt



tato část aparatury je standardní

Bi blok vyvolává podle tloušťky i velká zpoždění
Interference zaniká

Dodatečný výběr impulsu ... opravdu pěkný kvantový efekt



tato část aparatury je standardní

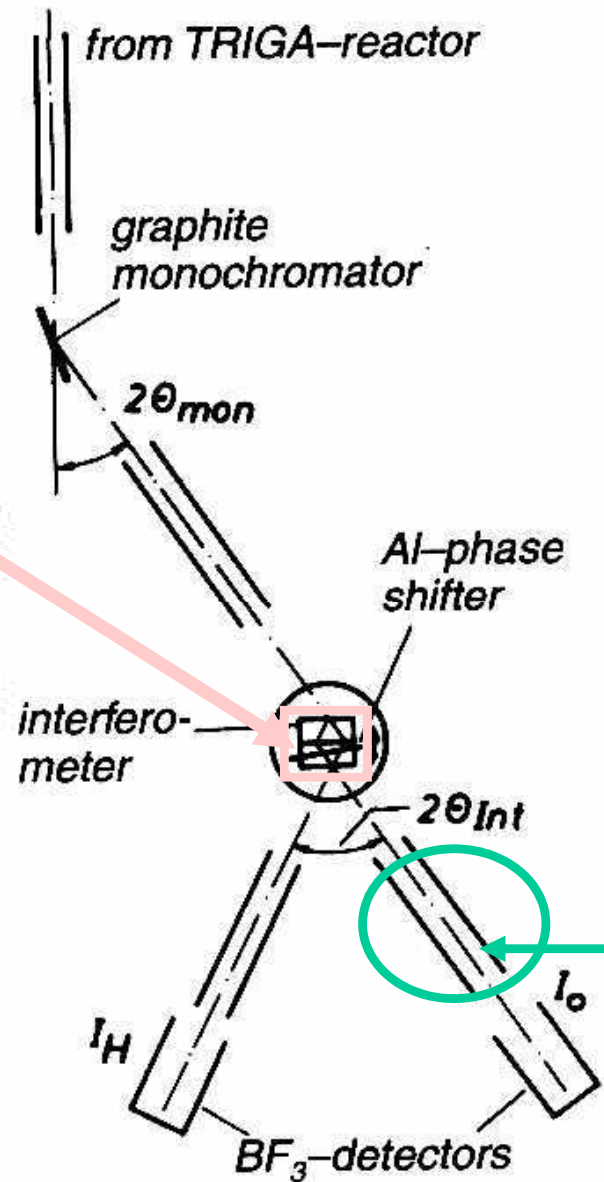
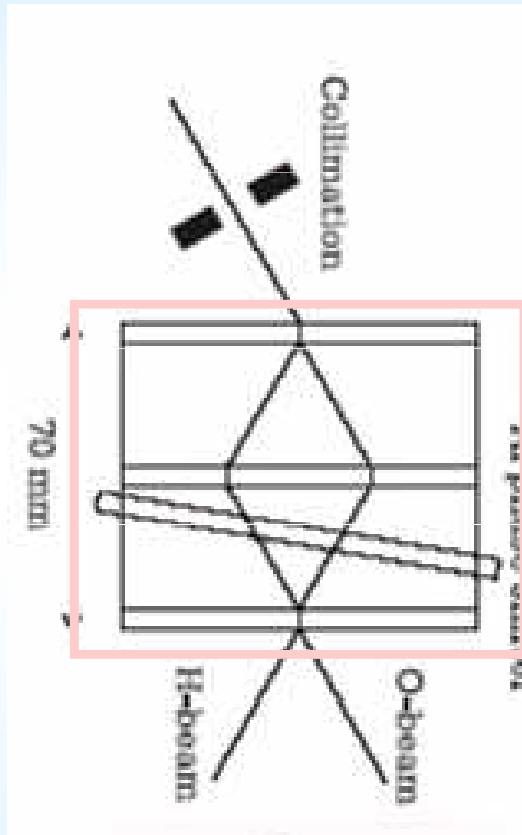
Bi blok vyvolává podle tloušťky i velká zpoždění
Interference zaniká

modifikace

vycházející neutrony nejdou rovnou do detektoru, ale ještě jednou jsou analysovány podle hybnosti
Interference obnovena

B06 Celé zařízení kolem neutronového interferometru

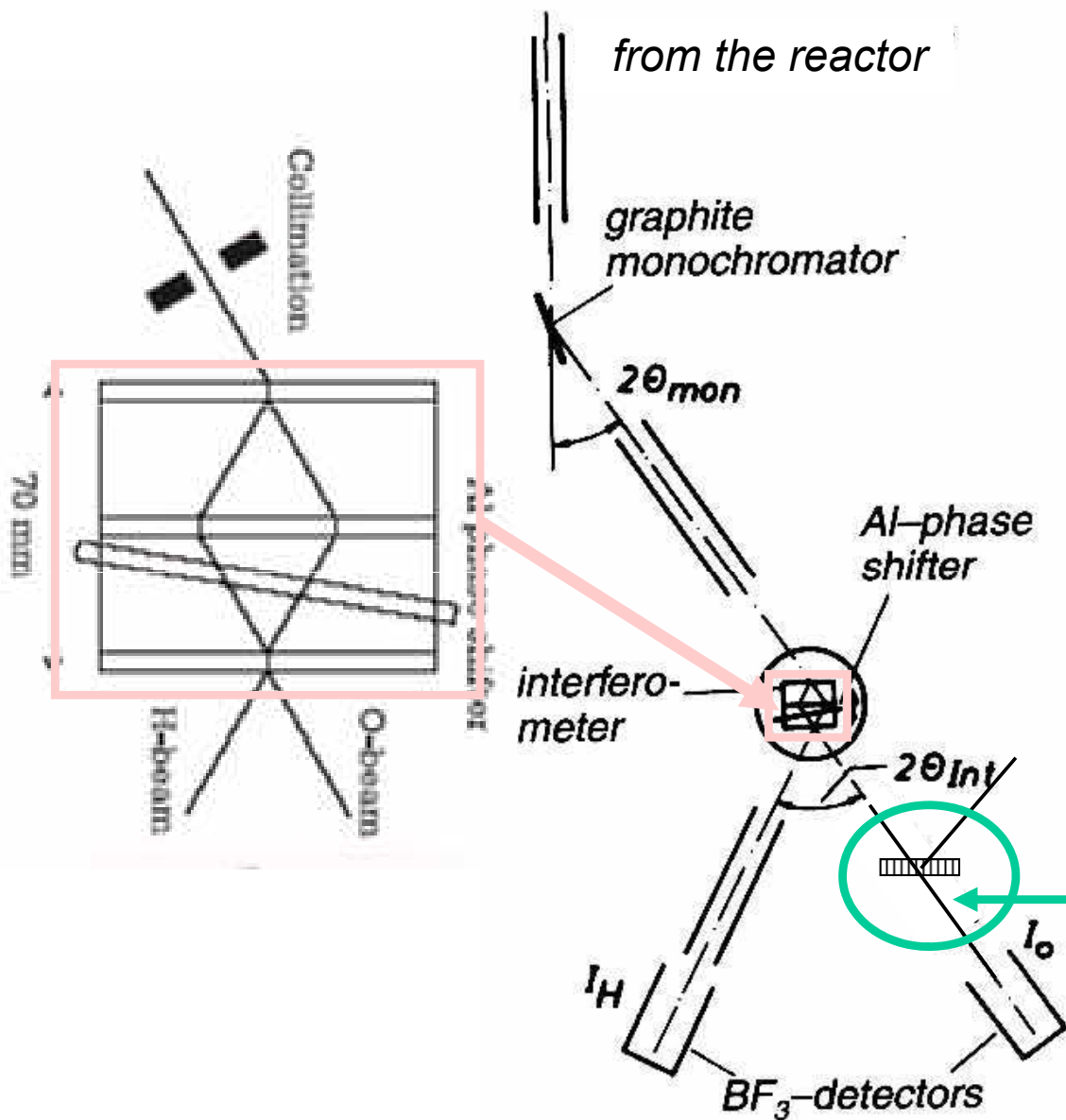
schema z r. 1974



KOMPLEMENTARITA V PRAXI

termalisace	lokalis. částice	<i>r</i>
kolimace	neurčité	
monochromatisace	vlna	<i>p</i>
dopadající svazek	neurčité	
vlastní experiment interference	vlna	<i>p</i>
vycházející svazky	neurčité	
detekce – redukce ztráta kvantové koherence	lokalis. částice	<i>r</i>

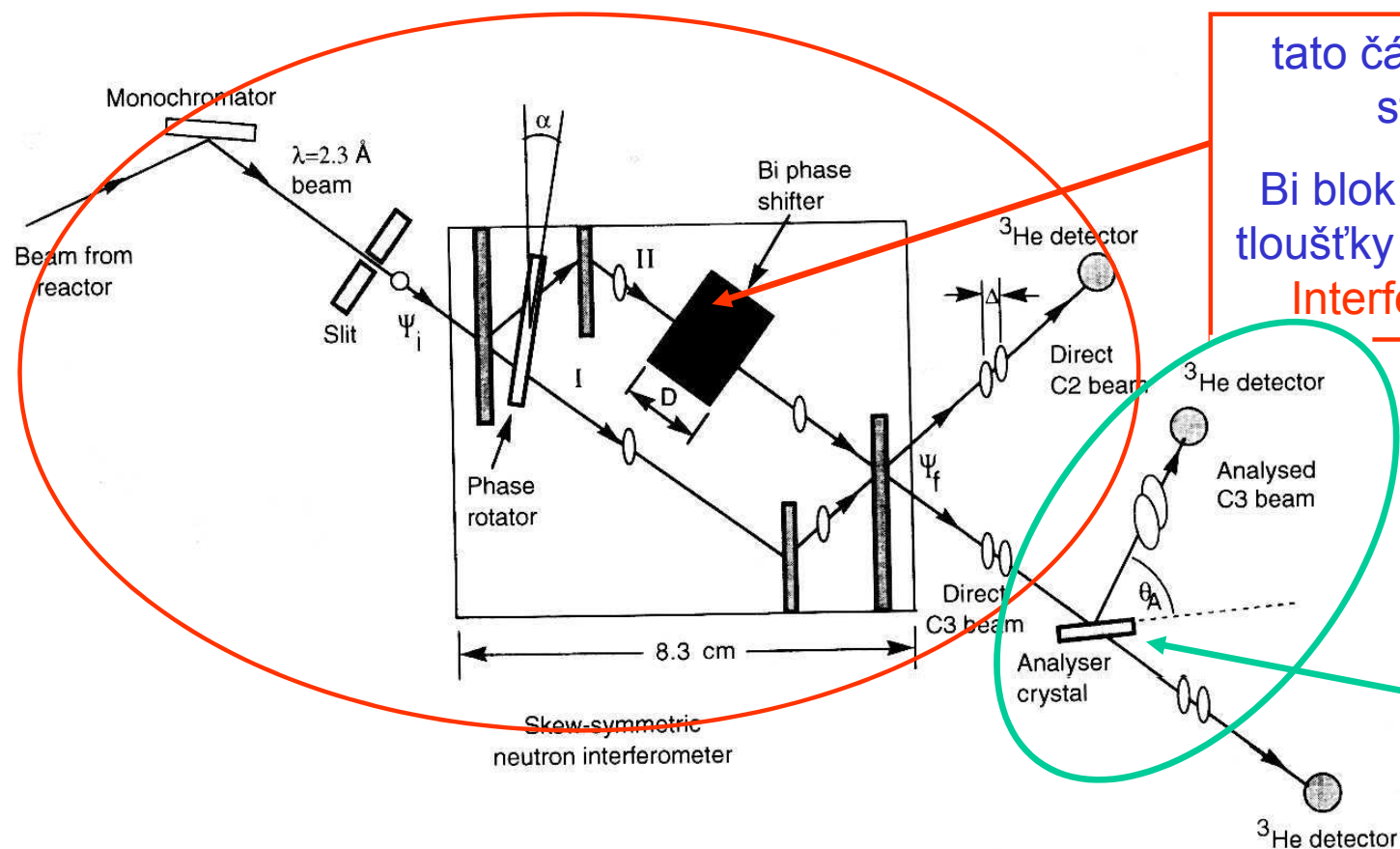
Celé zařízení kolem neutronového interferometru



KOMPLEMENTARITA V PRAXI

termalisace	lokalis. částice	<i>r</i>
kolimace	neurčitě	
monochromatisace	vlna	<i>p</i>
dopadající svazek	neurčitě	
vlastní experiment interference	vlna	<i>p</i>
dodatečně filtrované vycházející svazky	vlna	<i>p</i>
detekce – redukce ztráta kvantové koherence	lokalis. částice	<i>r</i>

Dodatečný výběr impulsu ... opravdu pěkný kvantový efekt



tato část aparatury je standardní

Bi blok vyvolává podle tloušťky i velká zpoždění
Interference zaniká

modifikace

vycházející neutrony nejdou rovnou do detektoru, ale ještě jednou jsou analysovány podle hybnosti
Interference obnovena

Zachytí se tak zdánlivě již ztracená koherence klubek, která se viditelně vůbec nepřekrývají, ale mají ovšem stejné složky v impulsové reprezentaci

Výsledky experimentu

interference
klubek

spektrum
hybností

bez
filtrace

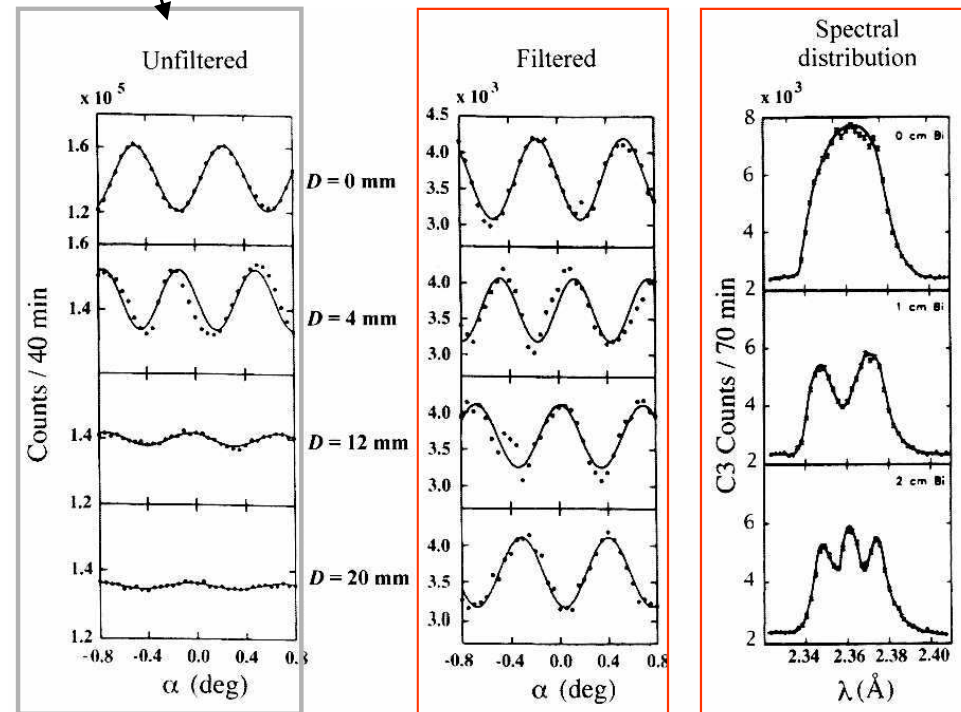
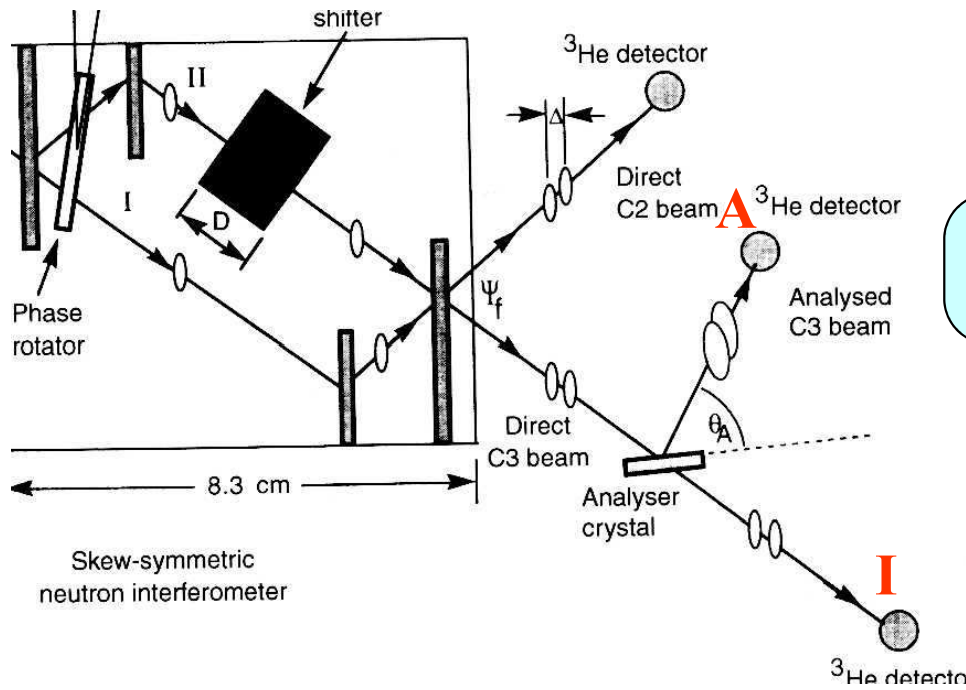


FIGURE 2.17 Measured interference pattern and momentum distributions in the case of momentum postselection [69].

Výsledky experimentu

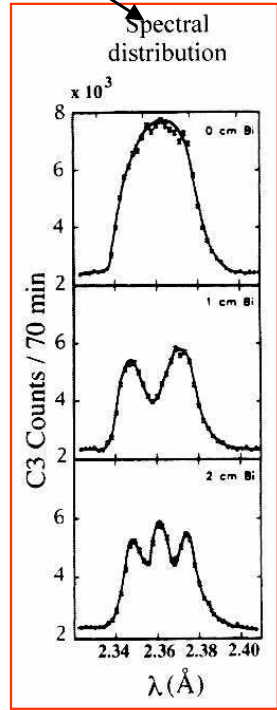
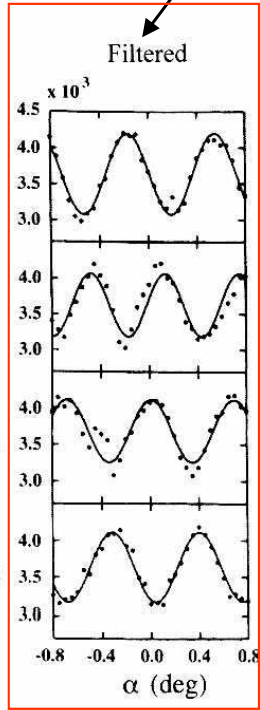
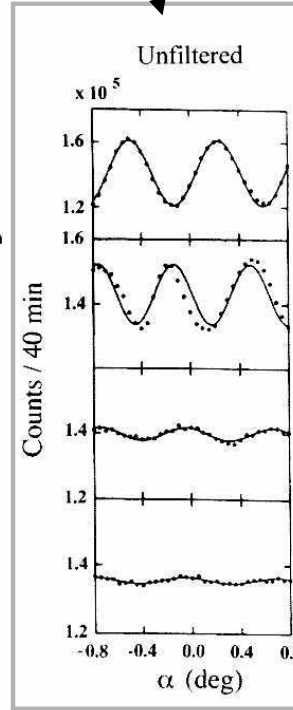


interference klubek

spektrum hybností

bez filtrace

dodatečná filtrace

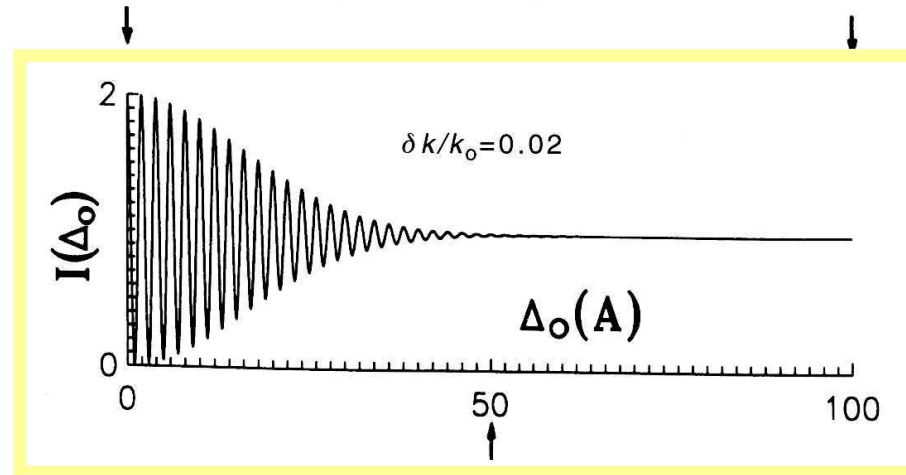
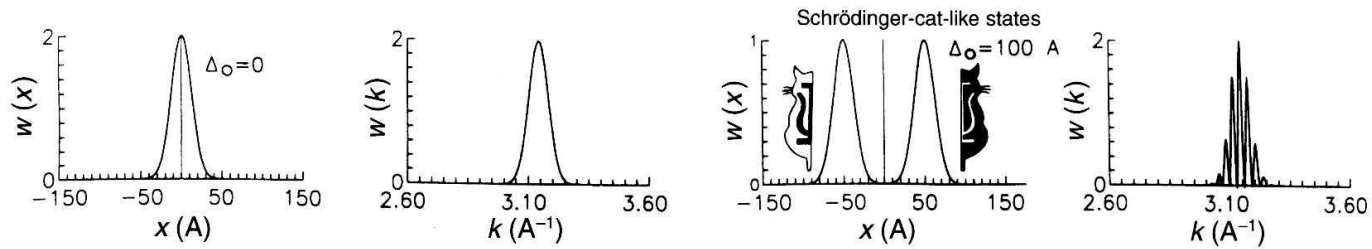


MĚŘENÍ S DODATEČNOU FILTRACÍ
Musíme se rozhodnout mezi dvěma komplementárními měřeními

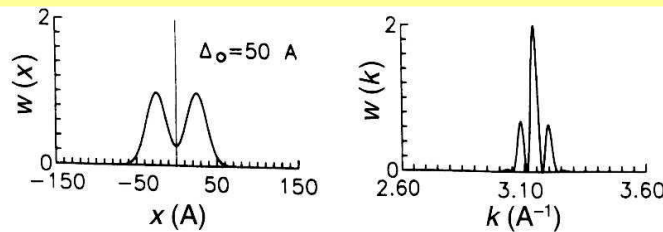
detektor	pevné	měníme	měříme
A	α	θ_A	$ \langle k \Psi k \rangle ^2$
I	θ_A	α	$I(\Delta\Phi)$

FIGURE 2.17 Measured interference pattern and momentum distributions in the case of momentum postselection [69].

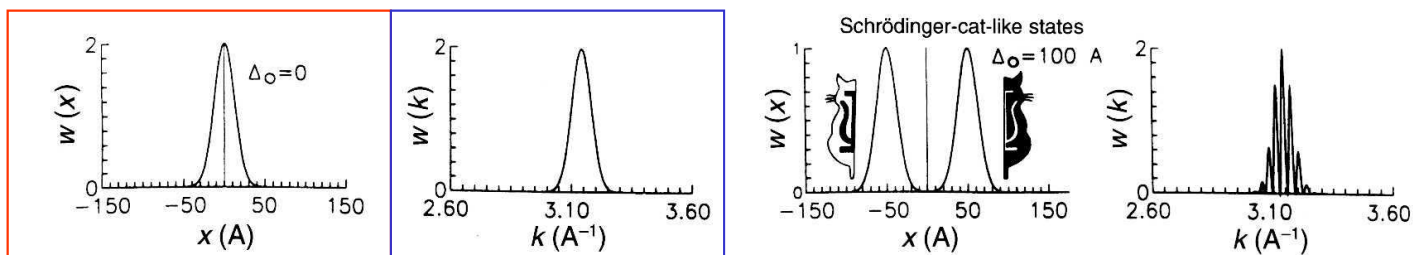
Interpretace postselekčního experimentu



Intensita bez
filtrace - už známe



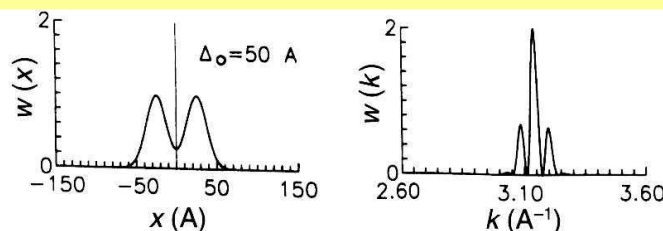
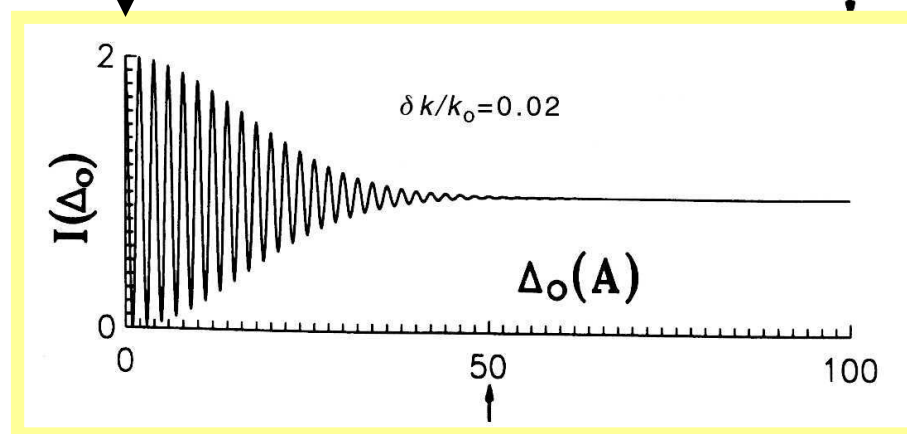
Interpretace postselekčního experimentu



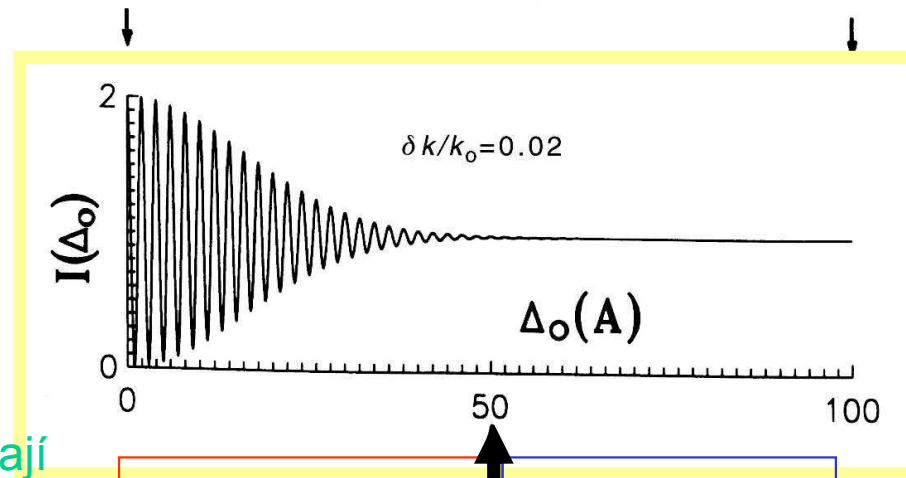
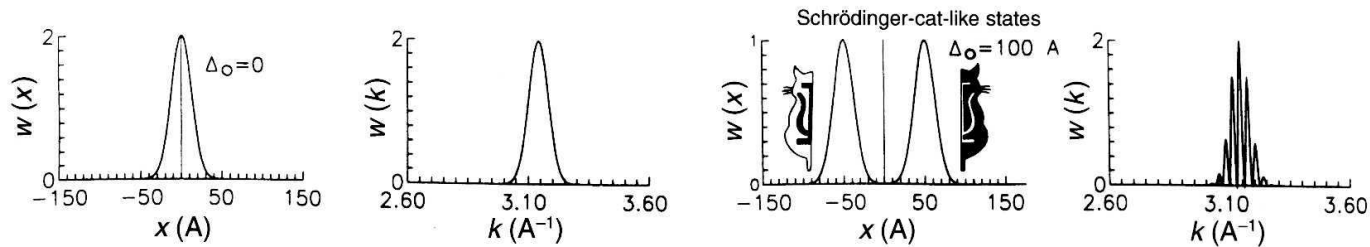
klubka splývají

Gaussovské klubko
o šíři 50 Å posunuto
o 0 Å

odpovídá
Gaussovské
rozložení hybnosti
kolem střední
hodnoty



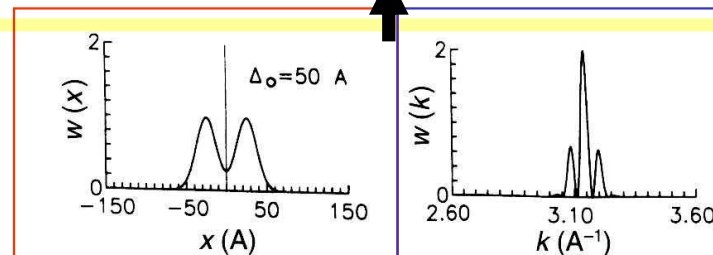
Interpretace postselekčního experimentu



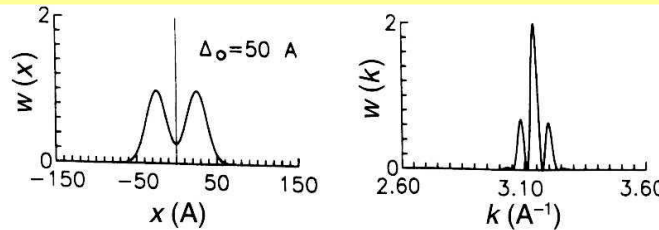
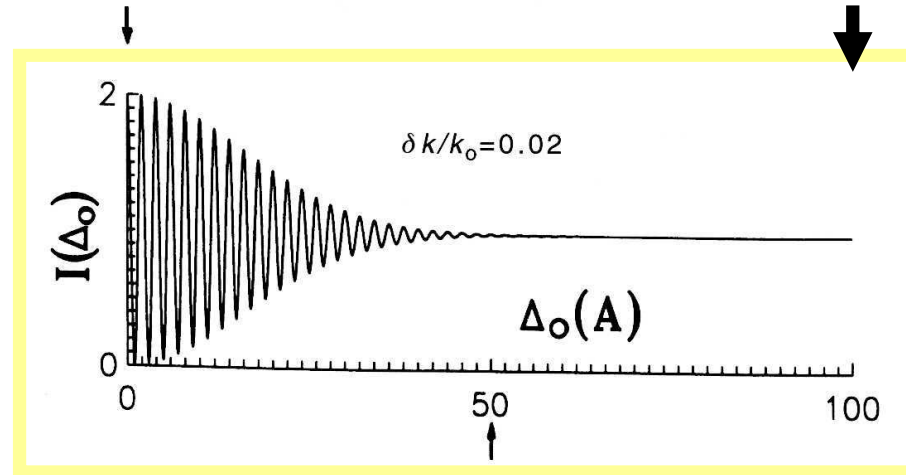
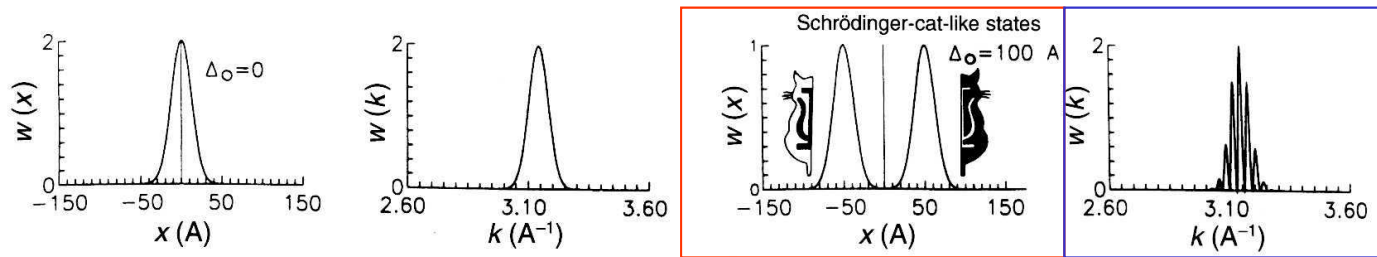
klubka se ještě
podstatně překrývají

Gaussovská klubka
o šíři 50Å posunuta
také o 50Å

odpovídá oscilující
rozložení hybnosti
kolem střední
hodnoty; obálka je
stále týž Gauss



Interpretace postselekčního experimentu



klubka se nepřekrývají
a neinterferují spolu

Gaussovská klubka o
šíři 50Å posunuta
o 100Å

odpovídá silně
oscilující rozložení
hybnosti kolem střední
hodnoty; obálka je
stále týž Gauss, avšak
filtrování bude stále
náročnější

*Autoři označují obě klubka
jako stavy Schrödingerovy
kočky; to má význam
spíše reklamní*

Proč impulsové rozdělení osciluje

$$\Psi_1(x,t) + \Psi_2(x,t) =$$

$$e^{i(k_0x - \omega(k_0)t)} \int \frac{dq}{2\pi} \cdot a(q) \cdot \underbrace{\left(1 + e^{i\Delta\Phi(k_0)} e^{iq \cdot \frac{d}{dk} \Delta\Phi(k_0)}\right)}_{\text{rozdělení hybností=}} e^{iq(x - v_0t)}$$

rozdělení hybností=
Gaussovka × oscilující faktor



Rychlost oscilací je přímo úměrná prostorové vzdálenosti obou klubek

Proč se obnoví interferenční obrazec

$$\Psi_1(x, t) + \Psi_2(x, t) =$$

$$e^{i(k_0 x - \omega(k_0) t)} \int \frac{dq}{2\pi} \cdot a(q) \cdot (1 + e^{i\Delta\Phi(k_0)} e^{iq \cdot \frac{d}{dk} \Delta\Phi(k_0)}) e^{iq(x - v_0 t)}$$

filtrace



$$e^{i(k_0 x - \omega(k_0) t)} \int \frac{dq}{2\pi} \cdot \mathbf{a}_F(q) \cdot a(q) \cdot (1 + e^{i\Delta\Phi(k_0)} e^{iq \cdot \frac{d}{dk} \Delta\Phi(k_0)}) e^{iq(x - v_0 t)}$$

↑
okno filtru

Okno filtru je úzké a tak se naopak zvětší koherenční délka a může být splněna

PODMÍNKA INTERFERENCE :

$$\delta_F k \ll \delta k$$

$$\delta_F s = \frac{1}{\delta_F k} > \Delta x \equiv \frac{d}{dk} \Delta\Phi(k_0) > \frac{1}{\delta k} = \delta s$$

Proč tomu říkají „stavy Schrödingerovy kočky“

trochu nadnesené

Máme klubko rozdělené experimentem na dvě části,

natolik, že

nepozorujeme již interferenci,

v principu ale stále ještě kvantově koherentní!!

*Postselekční experiment prokazuje, že
vzájemná koherence je stále zachována,
záleží jen na otázce, kterou položíme*

The end