

F4110
Kvantová fyzika atomárních soustav
letní semestr 2008 - 2009

VII.
Neutronová interferometrie II.

KOTLÁŘSKÁ 1. DUBNA 2009

F4110
Kvantová fyzika atomárních soustav
letní semestr 2008 - 2009

VII.
Kvantová interferometrie

KOTLÁŘSKÁ 1. DUBNA 2009

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

M06 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



vln. klubka

stacionární vlny

klasické trajektorie

vlastně Fresnelova aproximace fys. optiky

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

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

INDEX LOMU

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

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



M06 Schrödingerovy vlny – kvasiklasická aproximace

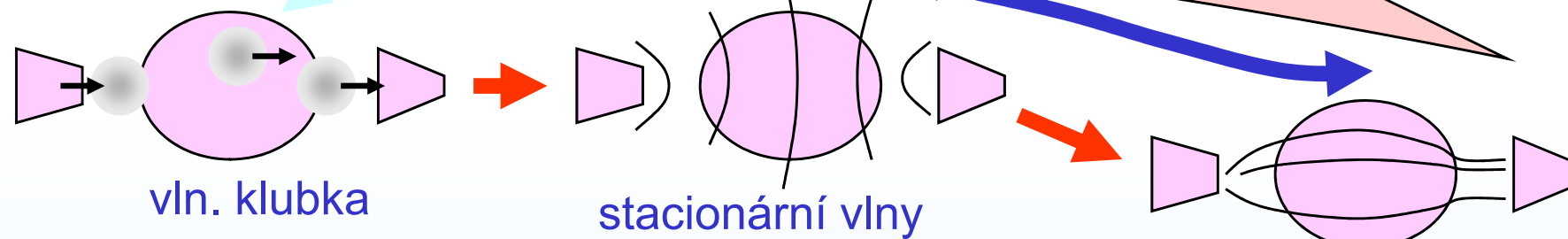
Částice ve vnějším poli:
Schrödingerova rovnice

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

stacionární

SESTUPNÁ HIERARCHIE

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



vlastně Fresnelova 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

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

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



M06 Schrödingerovy vlny – kvasiklasická aproximace

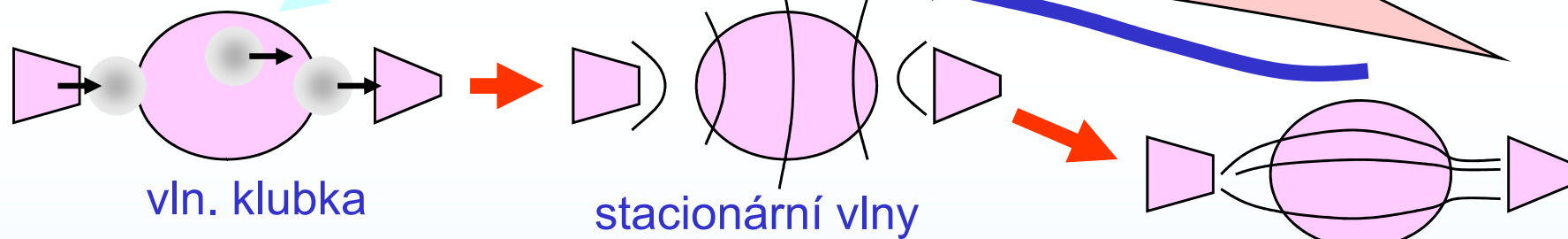
Částice ve vnějším poli:
Schrödingerova rovnice

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

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 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

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

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



M06 Schrödingerovy vlny – kvasiklasická aproximace

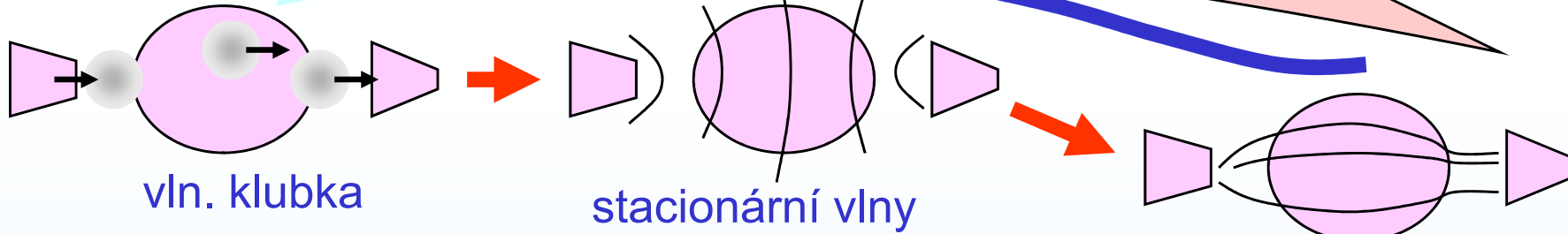
Částice ve vnějším poli:
Schrödingerova rovnice

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

stacionární

DNES PŮJDEME POZPÁTKU

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \psi(\mathbf{r}) e^{-i\omega t}$$



vlastně Fresnelova aproximace fys. optiky

Rozdíly fází jako podmínka interference

$$\hbar \cdot S$$

INDEX LOMU

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

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

M06 Schrödingerovy vlny – kvasiklasická aproximace

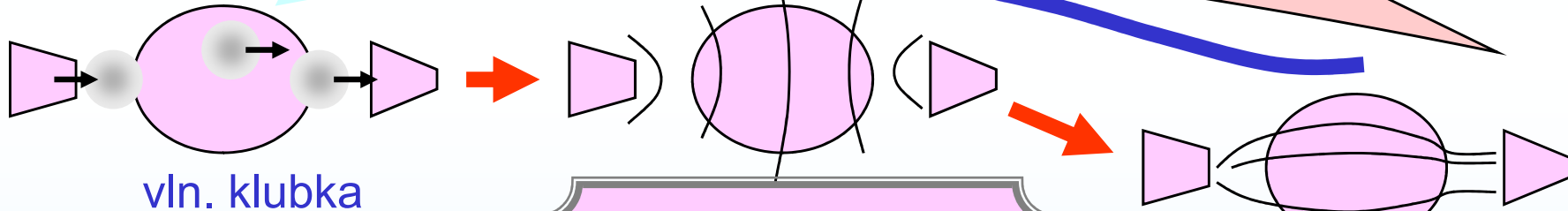
Částice ve vnějším poli:
Schrödingerova rovnice

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

stacionární

DNES PŮJDEME POZPÁTKU

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



vln. klubka

vlastně Fresnelova a

Skládání amplitud pro určení kontrastu
Vliv částečné koherence

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

INDEX LOMU

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

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



M06 Schrödingerovy vlny – kvasiklasická aproximace

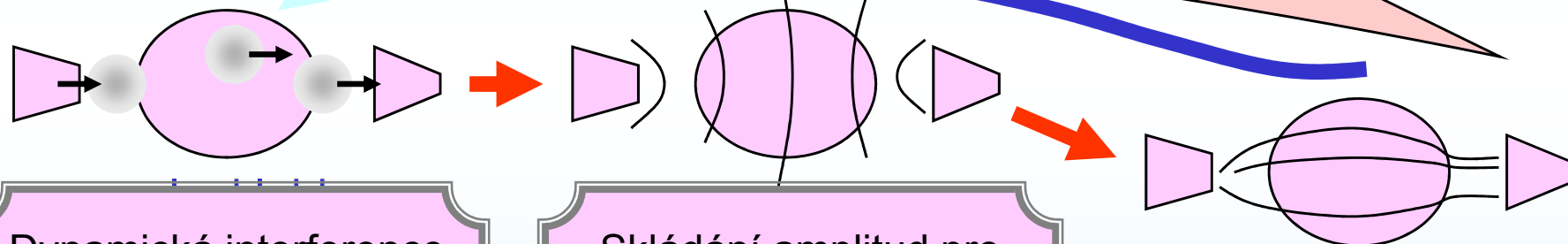
Částice ve vnějším poli:
Schrödingerova rovnice

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

stacionární

DNES PŮJDEME POZPÁTKU

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \psi(\mathbf{r}) e^{-i\omega t}$$



Dynamická interference jako superposice letících vlnových klubek

Skládání amplitud pro určení kontrastu
Vliv částečné koherence

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

INDEX LOMU

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

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



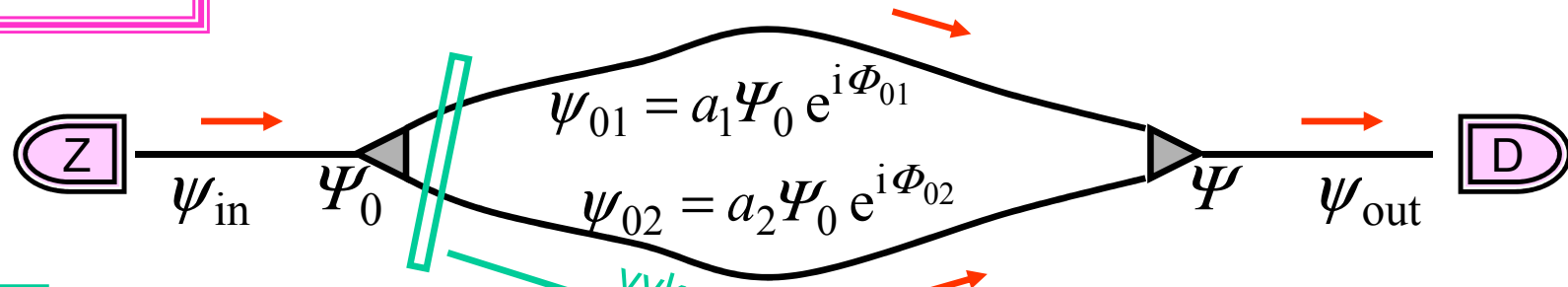
I. krok

Průchod stacionární vlny interferometrem

Intensita na výstupu interferometru I: stacionární monochromatická vlna

Obecné schema interferometru

prázdný interferometr



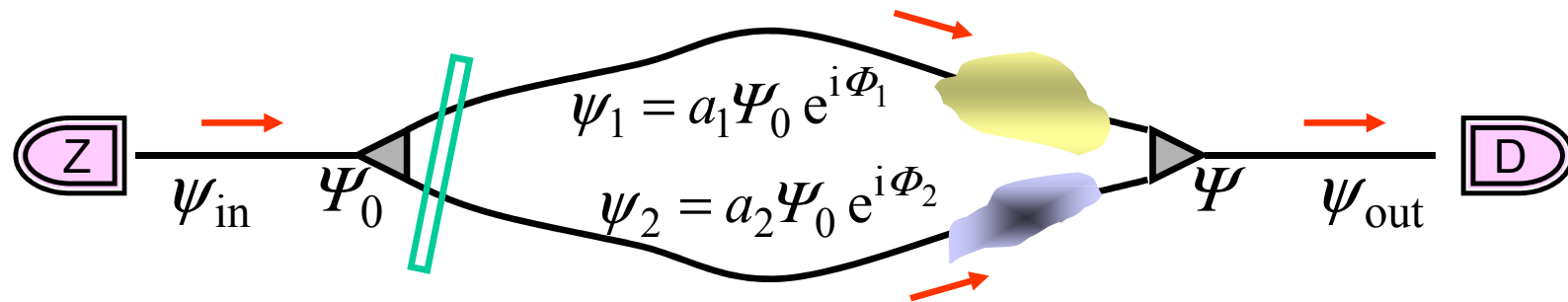
$$a_1 \geq 0, \quad a_2 \geq 0 \quad \text{ostatní je ve fázi}$$

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

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

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

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

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

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

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

prázdný interferometr

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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*

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

$$V = 2a_1a_2$$

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

Intensita na výstupu interferometru I: stacionární monochromatická vlna

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

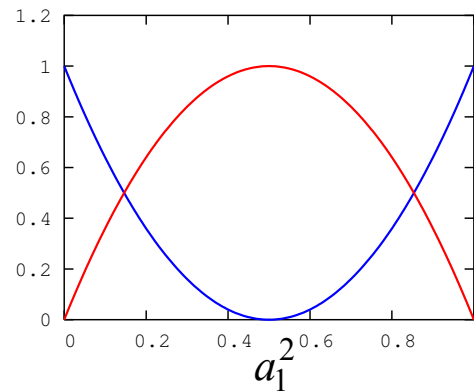
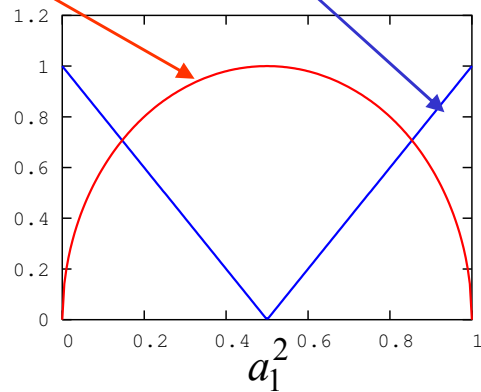
$$V = 2a_1a_2$$

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

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

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

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



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*

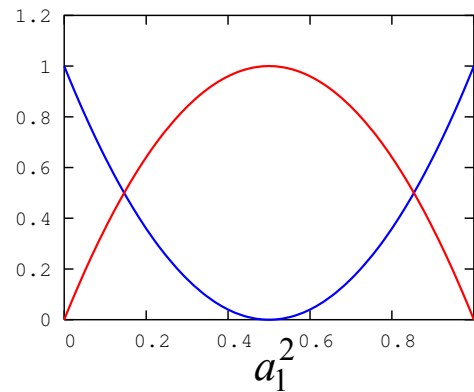
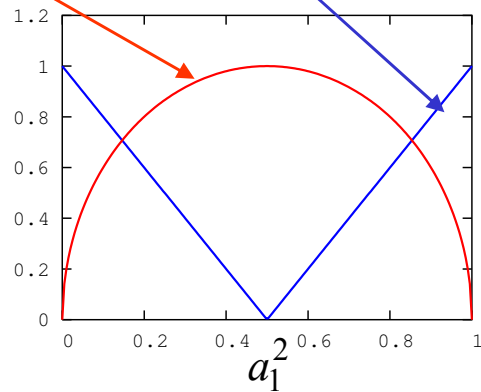
$$V = 2a_1a_2$$

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

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

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

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

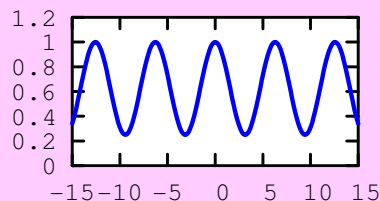


Kontrast je největší pro symetrické rozdělení svazků, když volba cesty jedním anebo druhým ramenem je neurčitá

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

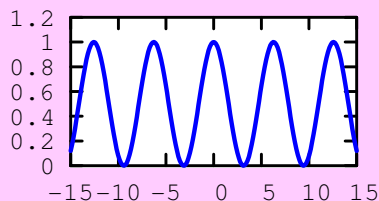
$$a_1^2 = 0.9, a_2^2 = 0.1$$

$$V = 0.6, W = 0.8$$



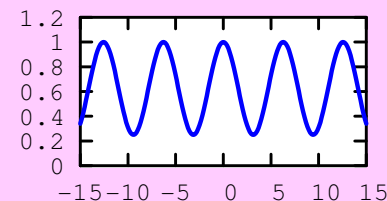
$$a_1^2 = 0.5, a_2^2 = 0.5$$

$$V = 1.0, W = 0.0$$



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

$$V = 0.6, W = 0.8$$



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

K06 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

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

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

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

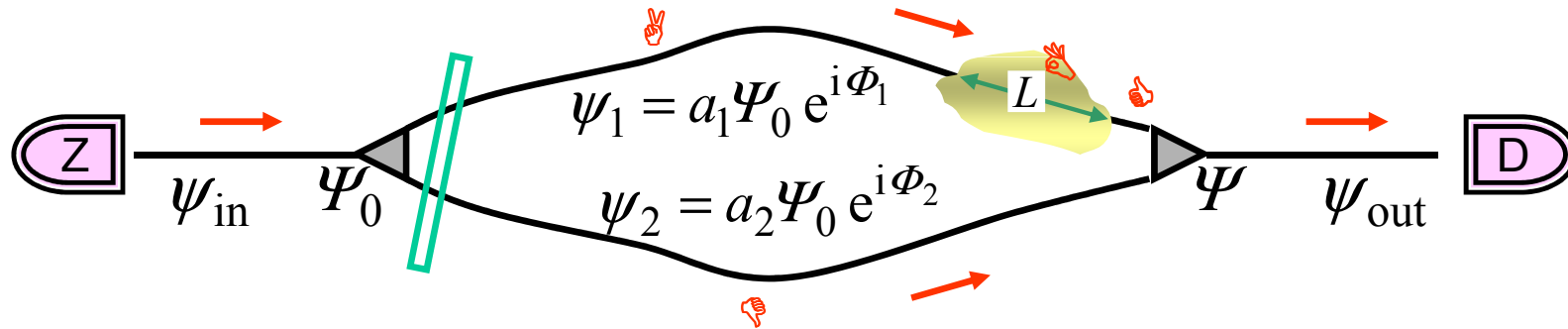
Výpočet fáze pro optický potenciál neutronů v PL

index lomu

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

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

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



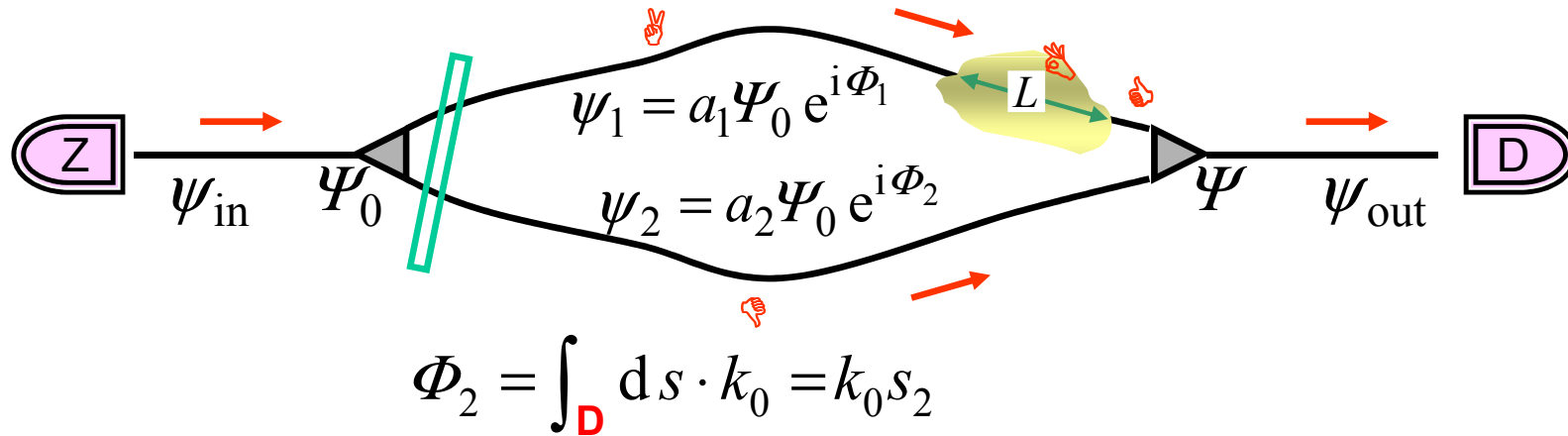
Výpočet fáze pro optický potenciál neutronů v PL

index lomu

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

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

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



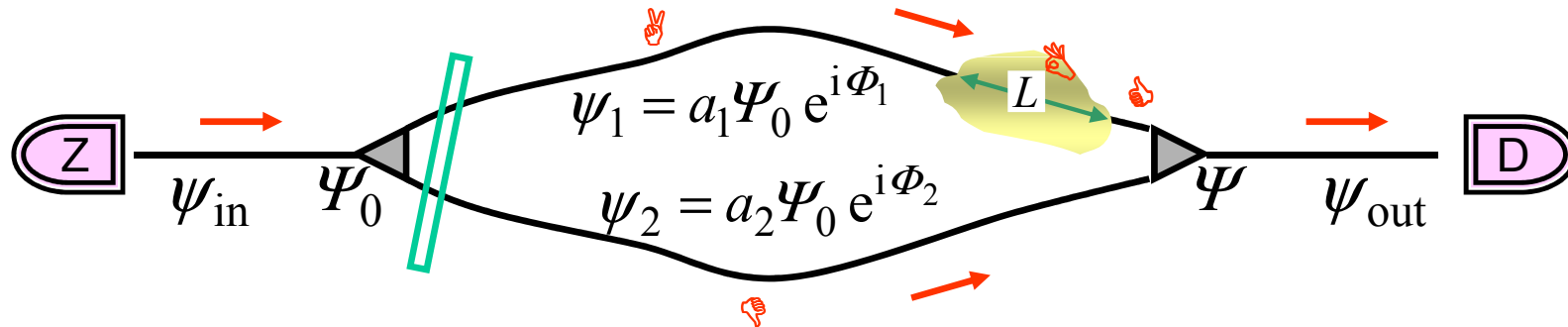
Výpočet fáze pro optický potenciál neutronů v \mathcal{PL}

index lomu

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

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

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



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

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

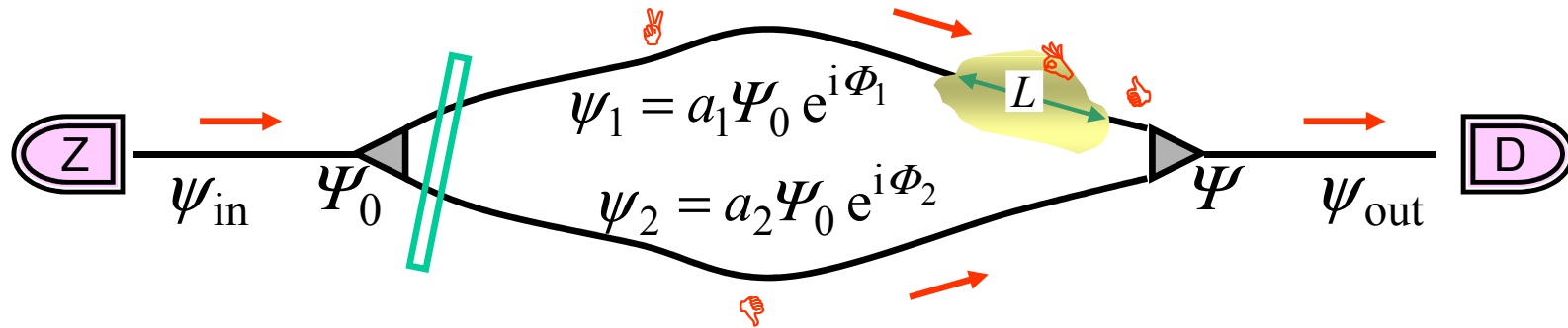
Výpočet fáze pro optický potenciál neutronů v \mathcal{PL}

index lomu

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

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

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



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

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

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

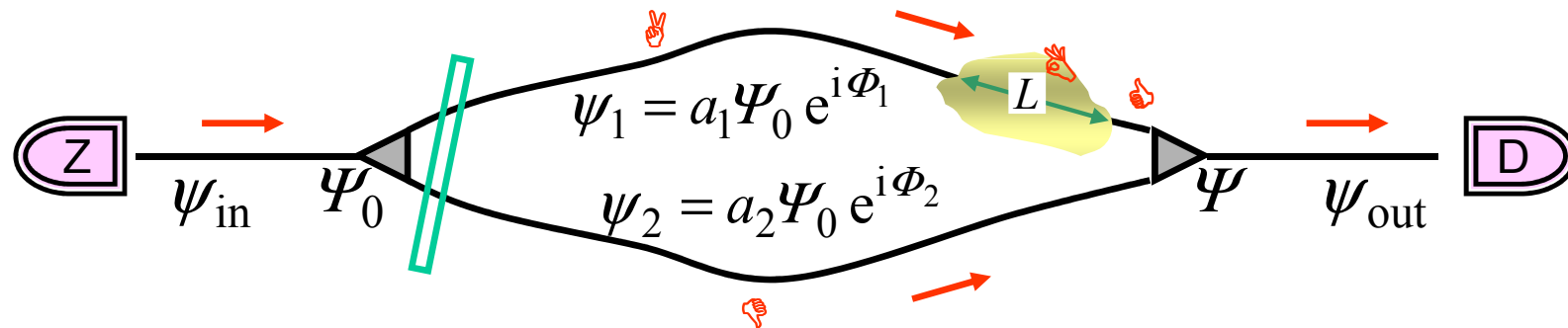
Výpočet fáze pro optický potenciál neutronů v \mathcal{PL}

index lomu

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

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

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



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

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

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

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

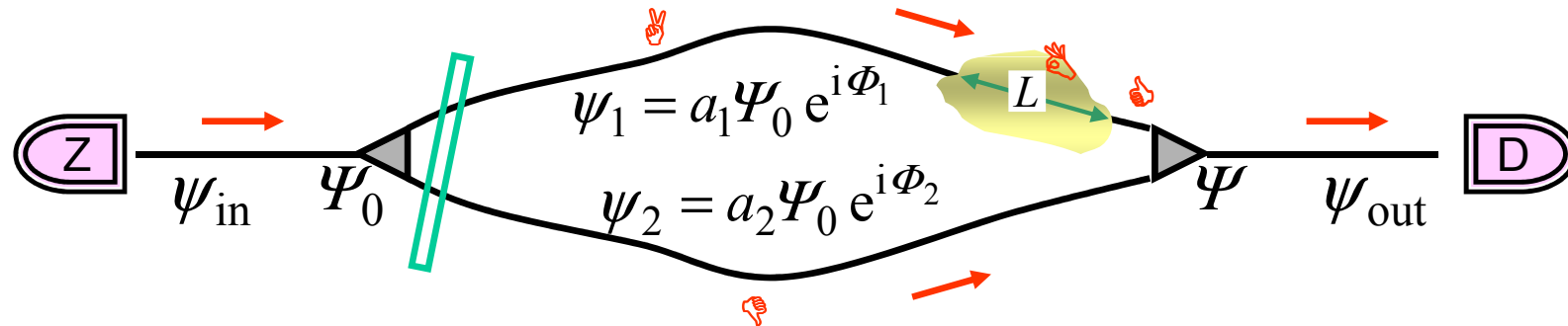
Výpočet fáze pro optický potenciál neutronů v PL

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. 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.

Můžeme si představit nekoherentní směs vln o různých energiích: **Smíšený stav**



Intensita na výstupu interferometru II: stacionární smíšený stav

Dopadající svazek není monochromatická vlna.

Můžeme si představit nekoherentní směs vln o různých energiích: **Smíšený stav**

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



Intensita na výstupu interferometru II: stacionární smíšený stav

Dopadající svazek není monochromatická vlna.

Můžeme si představit nekoherentní směs vln o různých energiích: **Smíšený stav**

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:

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



Intensita na výstupu interferometru II: stacionární smíšený stav

Dopadající svazek není monochromatická vlna.

Můžeme si představit nekoherentní směs vln o různých energiích: **Smíšený stav**

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

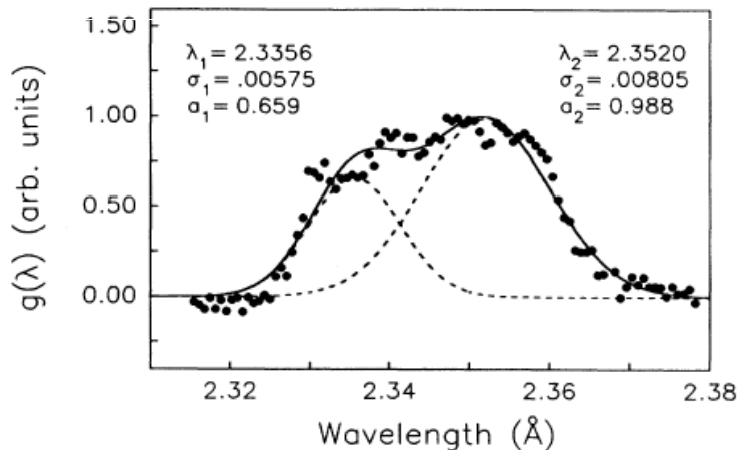


FIG. 3. Measured wavelength spectrum $g(\lambda)$ for the phase-echo experiment, and the double-Gaussian fit to it.

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.

Můžeme si představit nekoherentní směs vln o různých energiích: **Smíšený stav**

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.

Můžeme si představit dopadající svazek jako vln o různých frekvencích ω s různými amplitudami $\Phi(\omega)$.

Intensity od I závisí na tom, jaké vlny přijdou: vlny s různými energiemi vln ω .

Záleží na tom, jaké vlny přijdou: vlny s různými energiemi vln ω .

I

Limitní případ:

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

$\Phi(k)$,

Dvojí středování:
vnitřní kvantově mech.
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.

Můžeme si představit dopadající svazek jako vln o různých frekvencích ω s různými amplitudami $\Phi(\omega)$.

Intensity od ω závisí na $\Phi(\omega)$ a $\Phi(\omega)$ závisí na energii vlny ω .

Záleží na tom, jak je $\Phi(\omega)$ rozložen.

$$I = \int \Phi(\omega) d\omega$$

Limitní případ:

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

$$\Phi(k),$$

Dvojí středování:
vnitřní kvantově mech. 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	$\langle A \rangle = \langle \ell A \ell \rangle$	$\langle A \rangle = \sum w_\ell \langle \ell A \ell \rangle$

Dirac, von Neumann matice hustoty



Intensita na výstupu interferometru II: stacionární smíšený stav

Dopadající svazek není monochromatická vlna.

Můžeme si představit nekoherentní směs vln o různých energiích: **Smíšený stav**

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:

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

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

ekvivalentní, ale velmi produktivní přepis

Intensita na výstupu interferometru II: stacionární smíšený stav

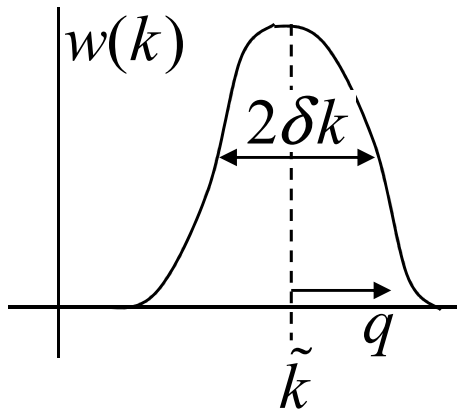
Dopadající svazek není monochromatická vlna.

Můžeme si představit nekoherentní směs vln o různých energiích: **Smíšený stav**

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:

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



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

Pro úzké rozdělení

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

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

Intensita na výstupu interferometru II: stacionární smíšený stav

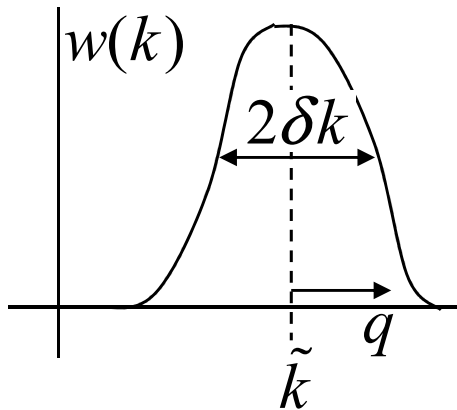
Dopadající svazek není monochromatická vlna.

Můžeme si představit nekoherentní směs vln o různých energiích: **Smíšený stav**

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

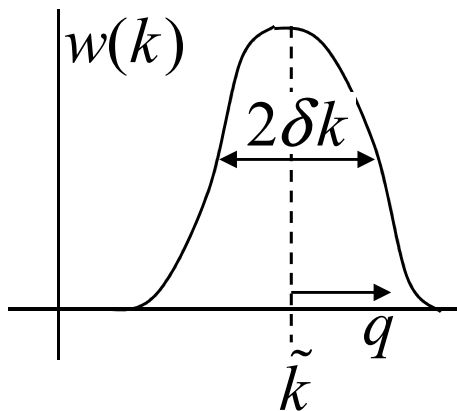
Dopadající svazek není monochromatická vlna.

Můžeme si představit nekoherentní směs vln o různých energiích: **Smíšený stav**

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

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

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

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

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

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

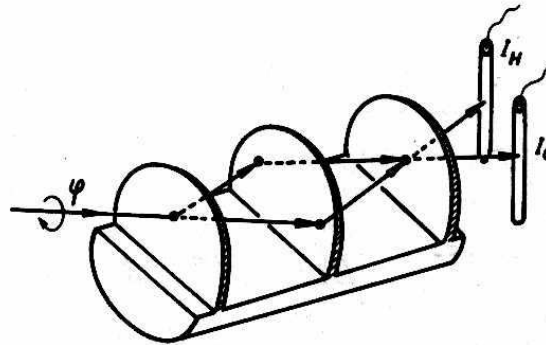
II. PRO OPTICKÝ POTENCIÁL V LÁTCE

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

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

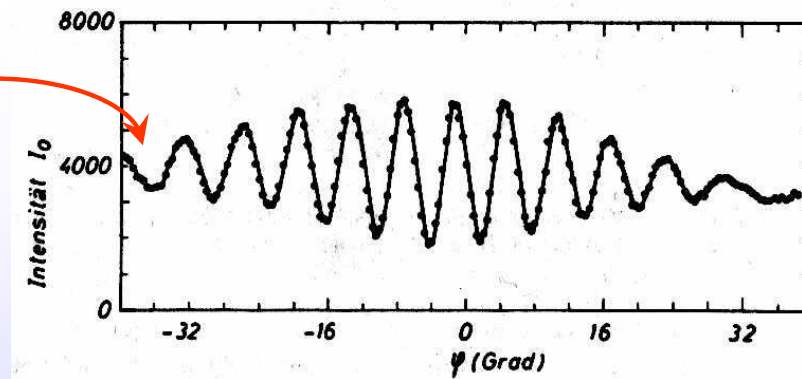
B7 Interferenční gravimetrie: jeden z prvních výsledků

osa natáčení je
vodorovná



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

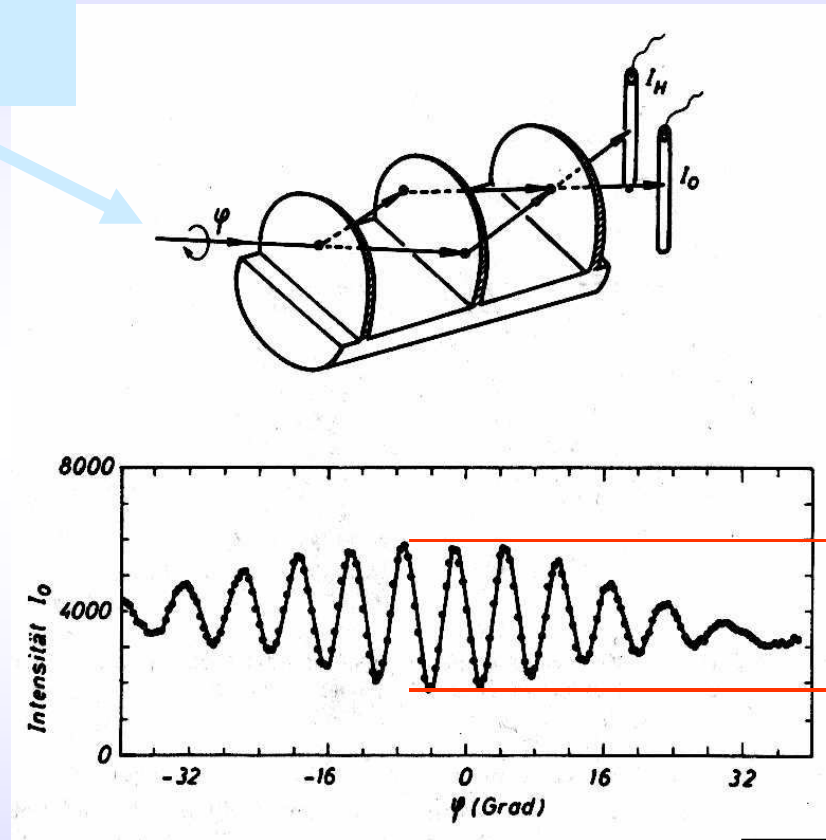
Příště úplnější teorie



COW experiment ... Collela, Overhauser, Werner

B7 Interferenční gravimetrie: jeden z prvních výsledků

osa natáčení je
vodorovná



FIT 1.

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

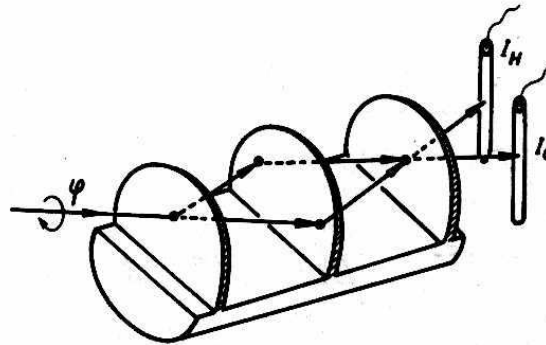
$$I_{\min} \square 2000$$

COW experiment ... Collela, Overhauser, Wu

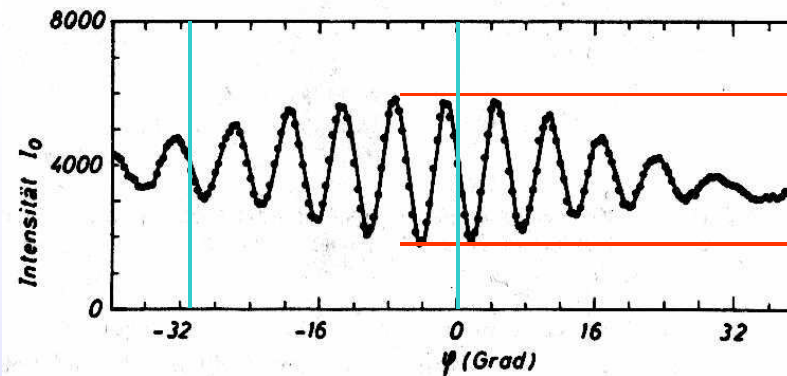
$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = 0.5$$

B7 Interferenční gravimetrie: jeden z prvních výsledků

osa natáčení je
vodorovná



FIT 1.



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

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

FIT II.

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

$$C \square 59.3$$

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

B7 Interferenční gravimetrie: jeden z prvních výsledků

FIT III.

osa natáčení je
vodorovná

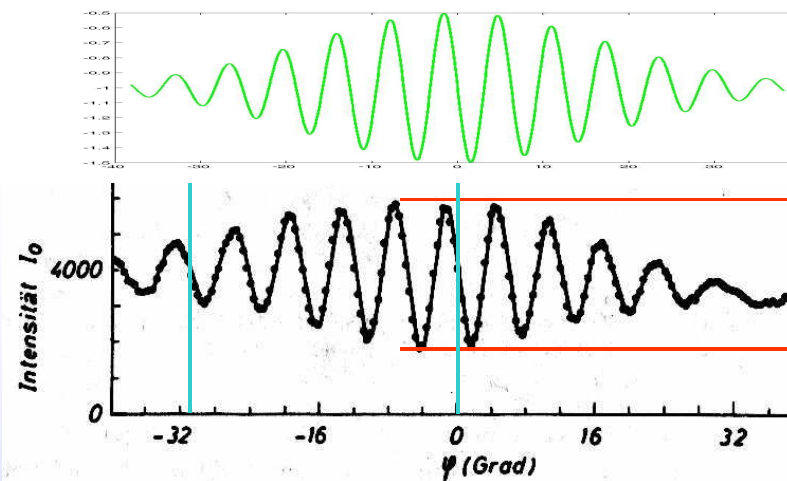
metodou "trial and error"

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

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



FIT 1.



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

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

FIT II.

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

$$C \square 59.3$$

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

III. krok
Nestacionární popis interferometru:
Průlet vlnových klubek

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 klobek: samotné klobko

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: zpožděné klubko ve vnějším potenciálu

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

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

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

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

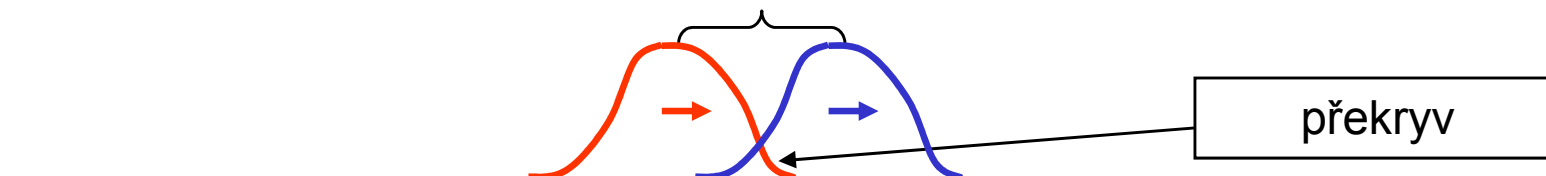
$$= \int \frac{dq}{2\pi} \cdot c(k_0 + q) \cdot e^{i((k_0 + q)x + \Delta\Phi(k_0 + q) - \omega(k_0 + q)t)}$$

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

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



DRÁHOVÝ POSUN



Interference vlnových klobek: zpožděné klobko ve vnějším potenciálu

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

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

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

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

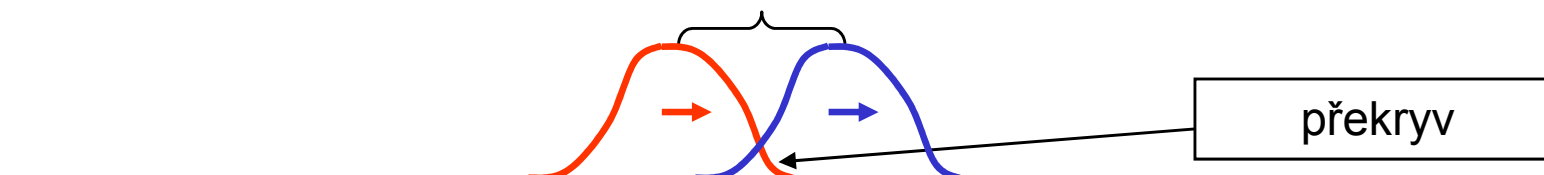
$$= \int \frac{dq}{2\pi} \cdot c(k_0 + q) \cdot e^{i((k_0 + q)x + \Delta\Phi(k_0 + q) - \omega(k_0 + q)t)}$$

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

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



DRÁHOVÝ POSUN



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)

$$I \propto 1 + V \operatorname{Re}[e^{i\Delta\Phi(k_0)} \Gamma(\frac{d}{dk} \Delta\Phi(k_0))]$$
$$\Gamma(x) = \int \frac{dq}{2\pi} \cdot |c(k_0 + q)|^2 \cdot e^{iqx}$$

rozdělení po energiích ...
jako u stacionárního
smíšeného případu: dva
velmi blízké popisy

**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

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

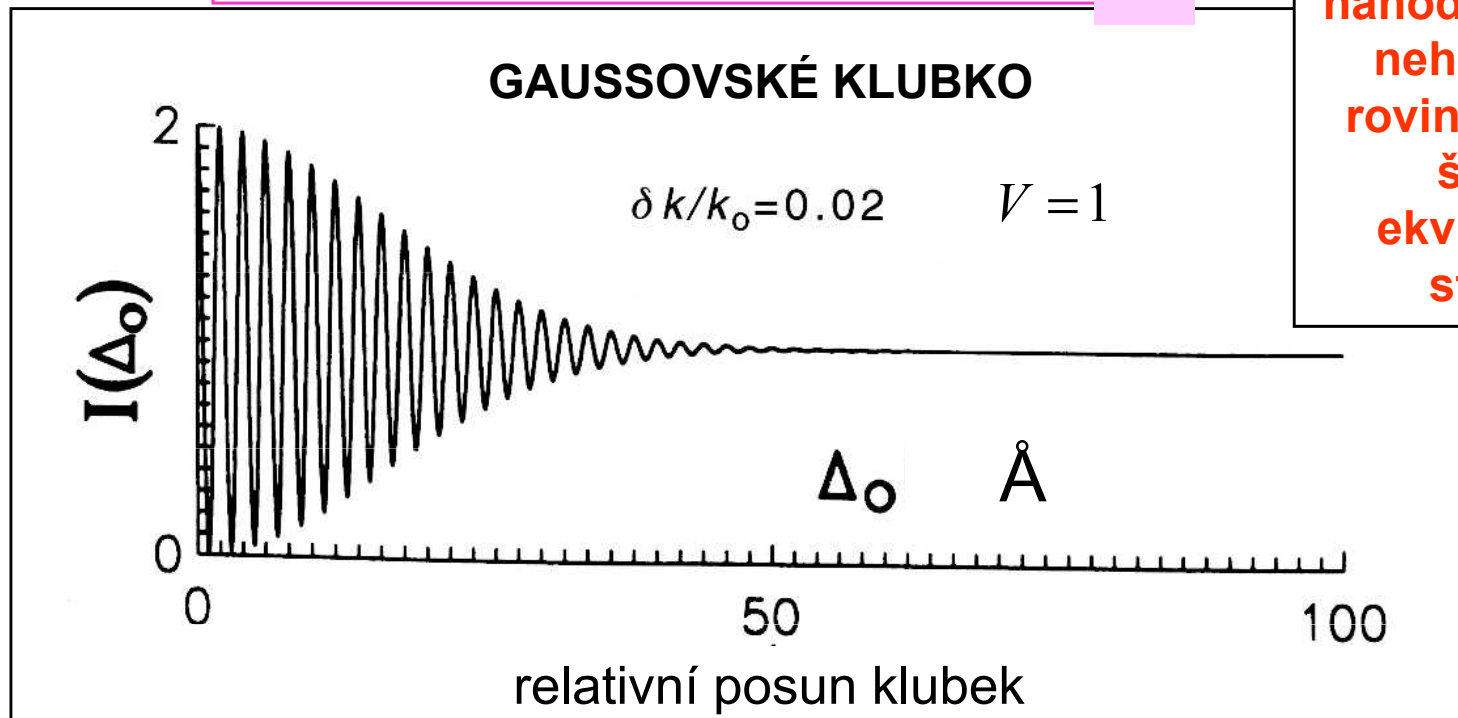
Po vystředování po časech (to odpovídá pozorování)

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

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

rozdělení po energiích ...
jako u stacionárního
smíšeného případu: dva
velmi blízké popisy

**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

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

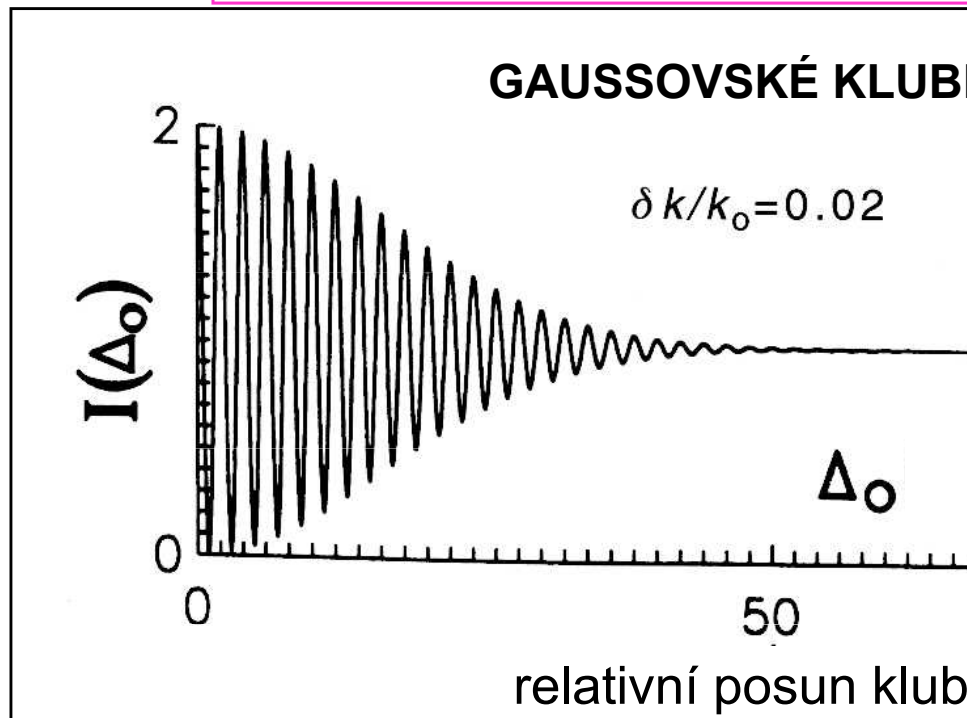
Po vystředování po časech (to odpovídá pozorování)

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

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

rozdělení po energiích ...
jako u stacionárního
smíšeného případu: dva
velmi blízké popisy

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



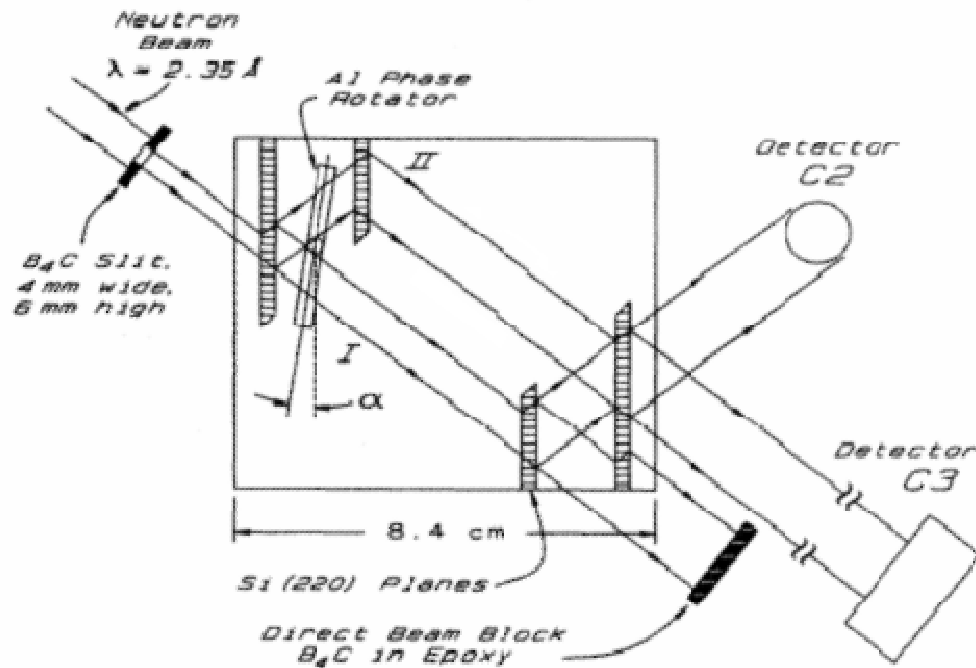
$\delta k \times 4\delta s = 4$

klubko	neurčitost hybnosti	velikost klubka
svazek	sp. šířka svazku	koherenční délka

ukázka 1.

„fázové echo“ v neutronové interferometrii

Fázové echo v neutronové interferometrii



do jedné cesty 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

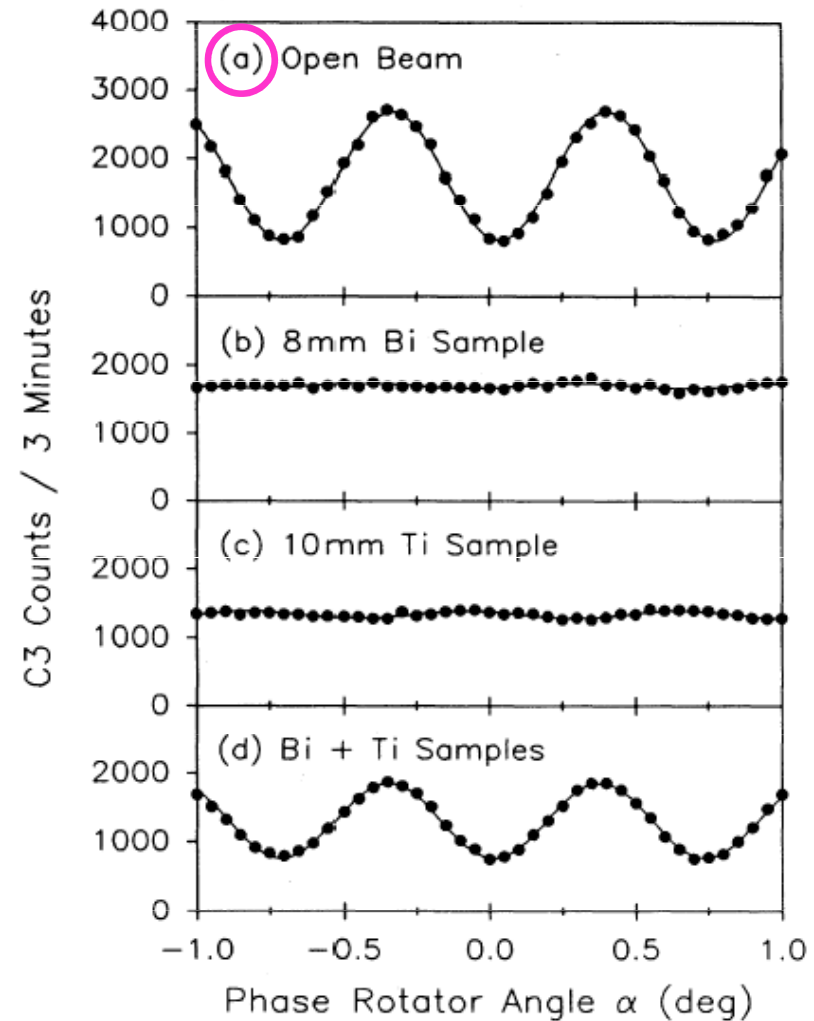
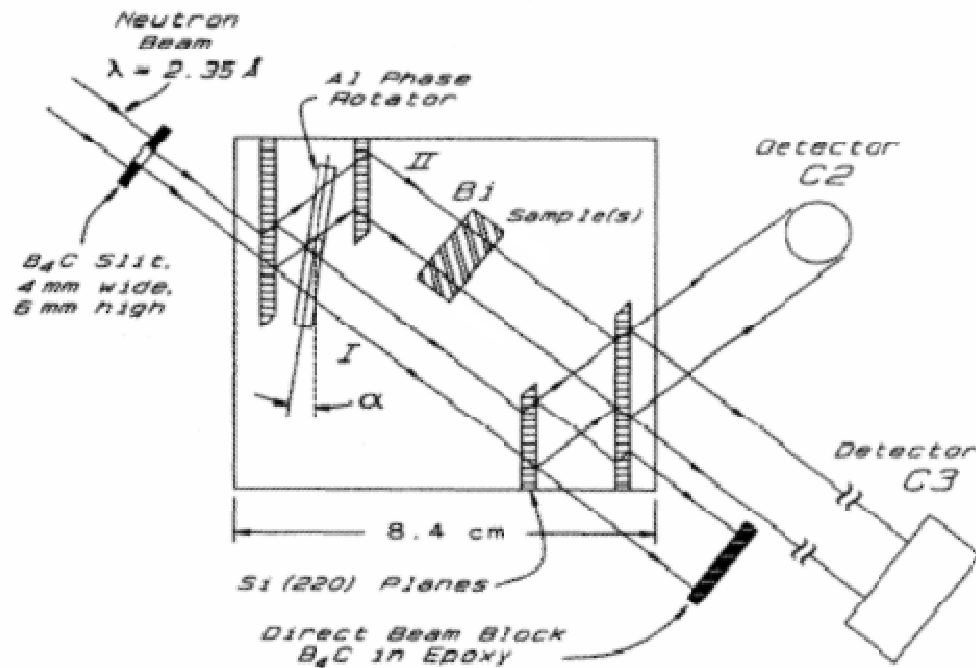


FIG. 4. A typical set of phase-echo interferograms, with (a) no sample, (b) with 8-mm Bi sample 2, (c) 10-mm Ti sample 2, and (d) both Bi 2 and Ti 2 in the beam.

Fázové echo v neutronové interferometrii



do jedné cesty 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

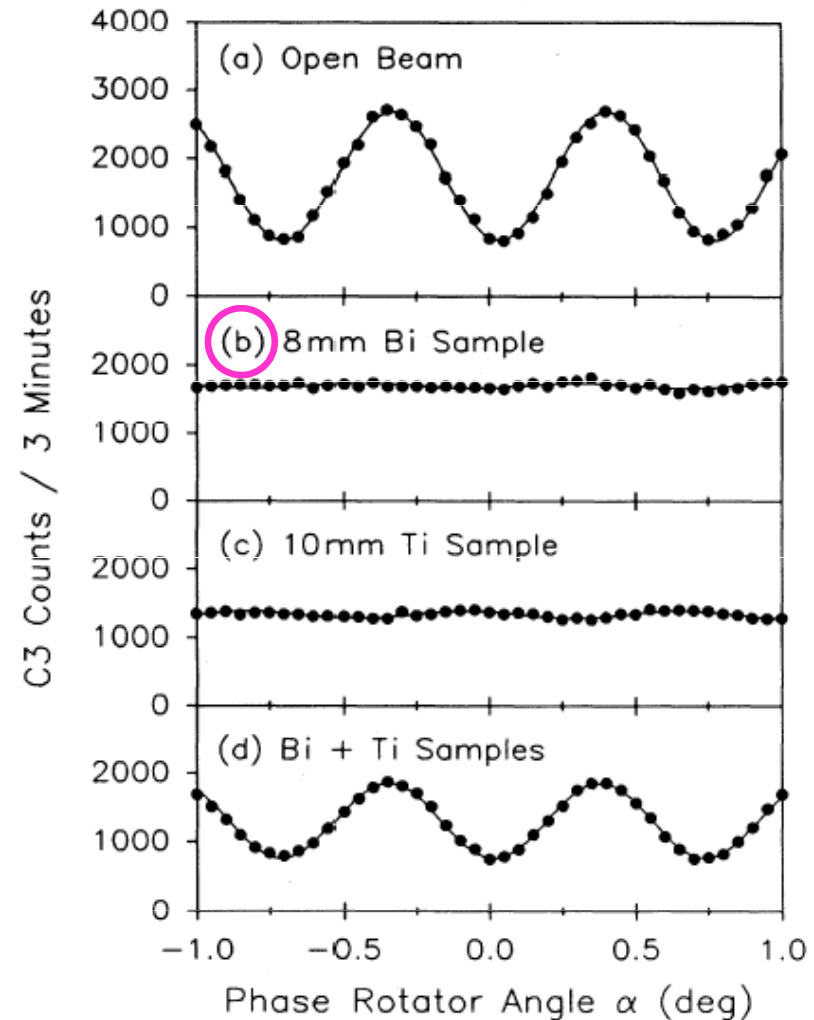
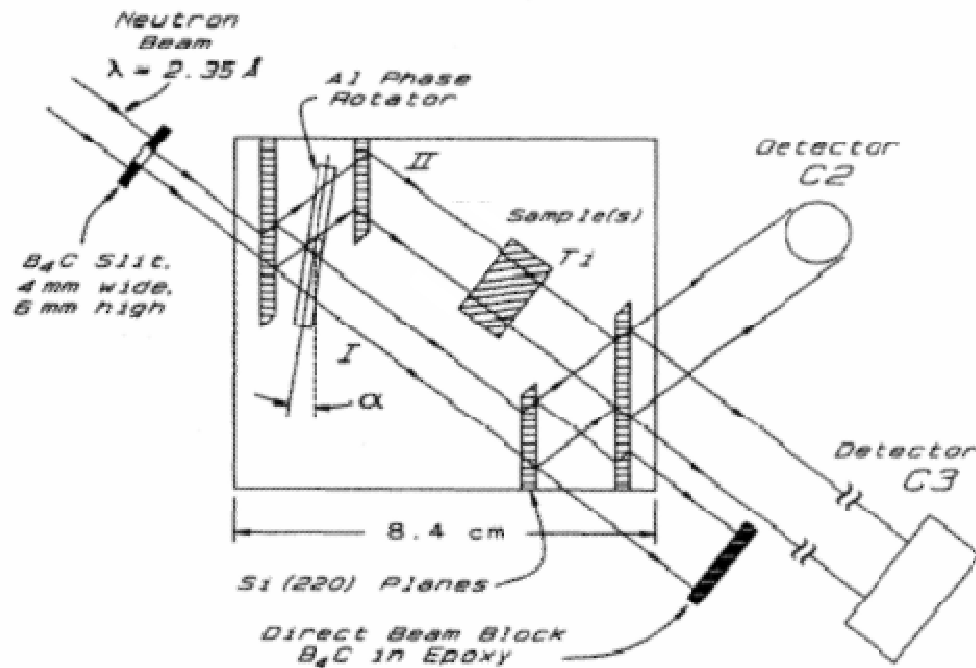


FIG. 4. A typical set of phase-echo interferograms, with (a) no sample, (b) with 8-mm Bi sample 2, (c) 10-mm Ti sample 2, and (d) both Bi 2 and Ti 2 in the beam.

Fázové echo v neutronové interferometrii



do jedné cesty 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

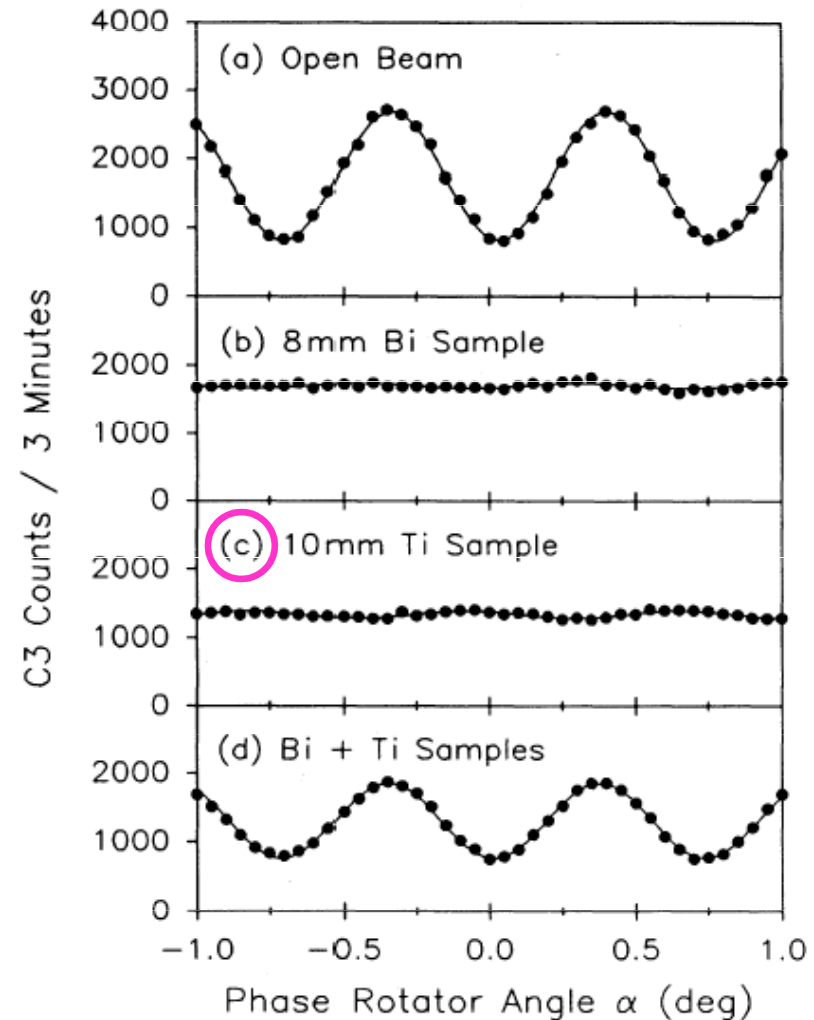
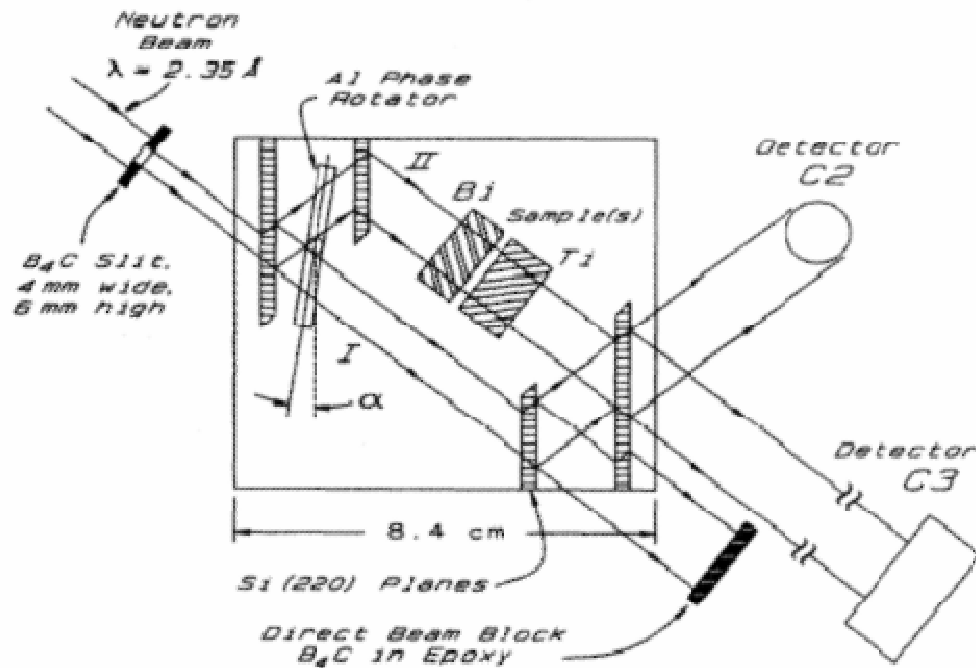


FIG. 4. A typical set of phase-echo interferograms, with (a) no sample, (b) with 8-mm Bi sample 2, (c) 10-mm Ti sample 2, and (d) both Bi 2 and Ti 2 in the beam.

Fázové echo v neutronové interferometrii



do jedné cesty 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

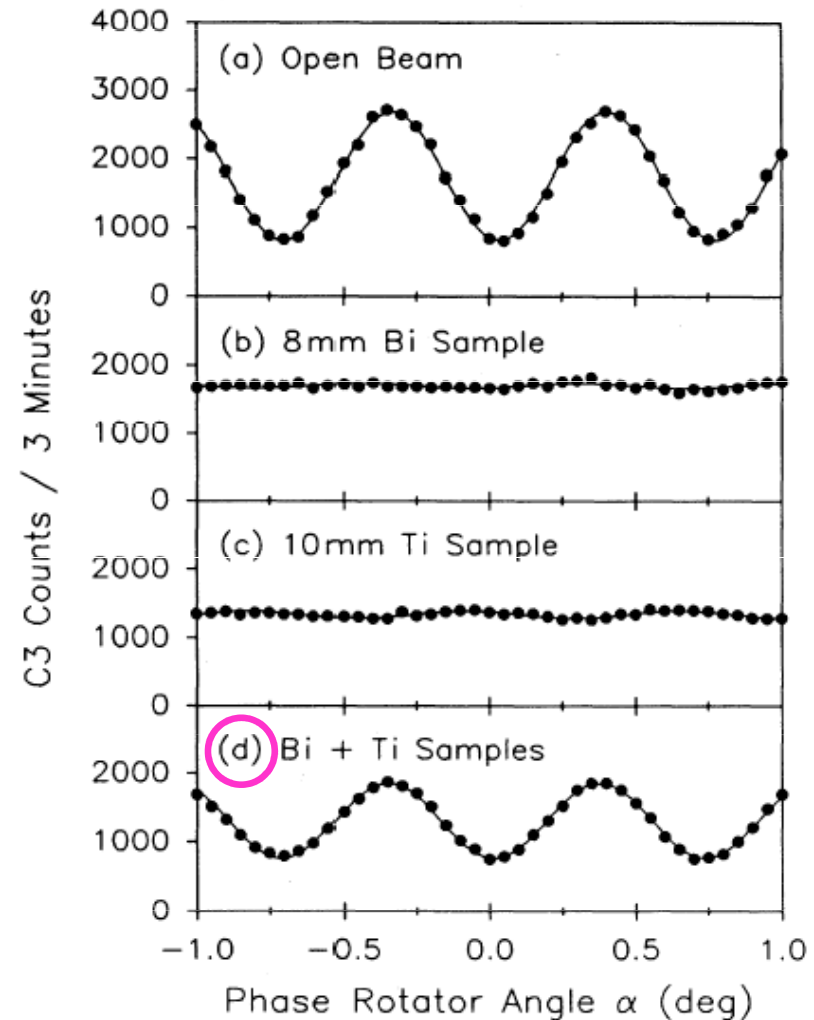
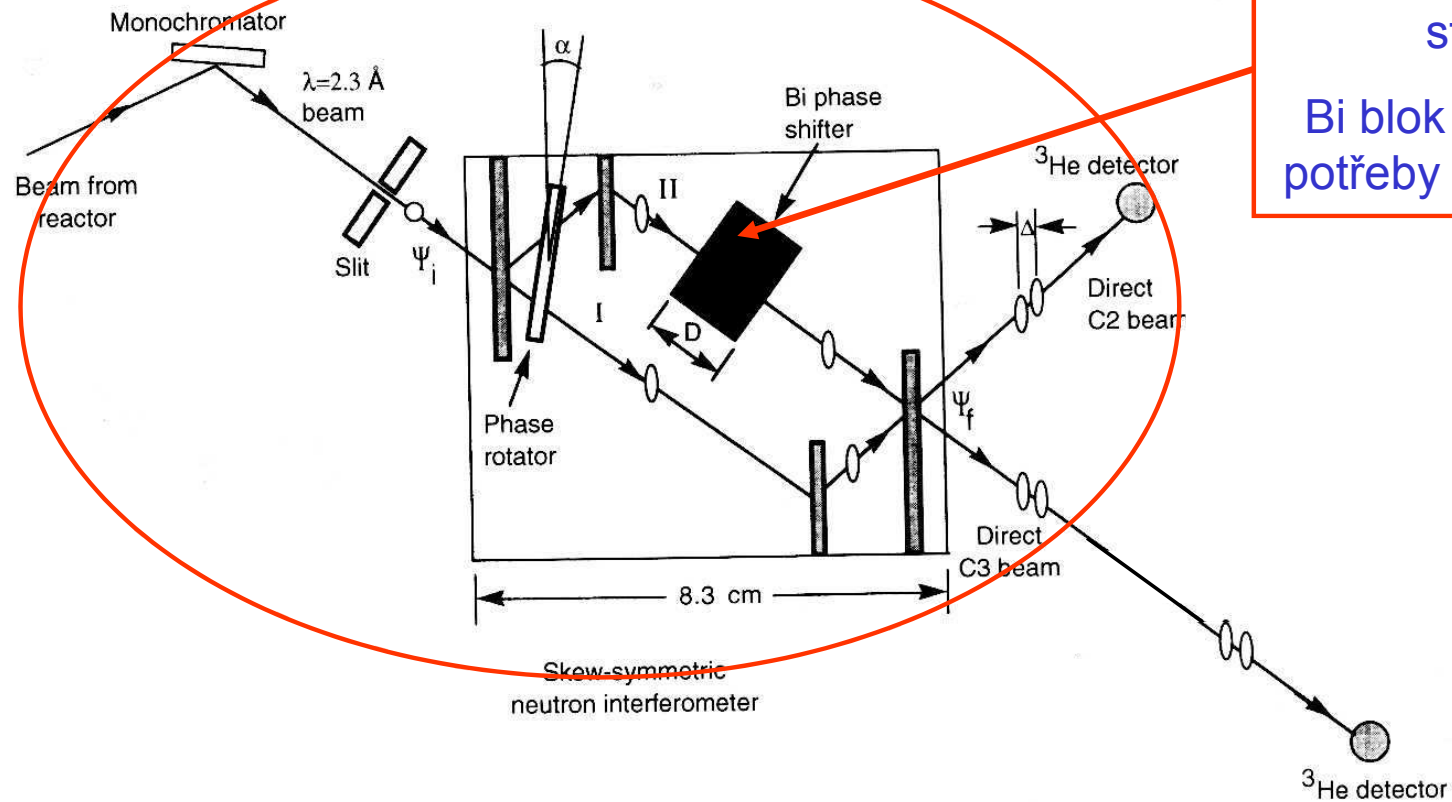


FIG. 4. A typical set of phase-echo interferograms, with (a) no sample, (b) with 8-mm Bi sample 2, (c) 10-mm Ti sample 2, and (d) both Bi 2 and Ti 2 in the beam.

ukázka 2.
obnovení koherence dodatečnou filtrací

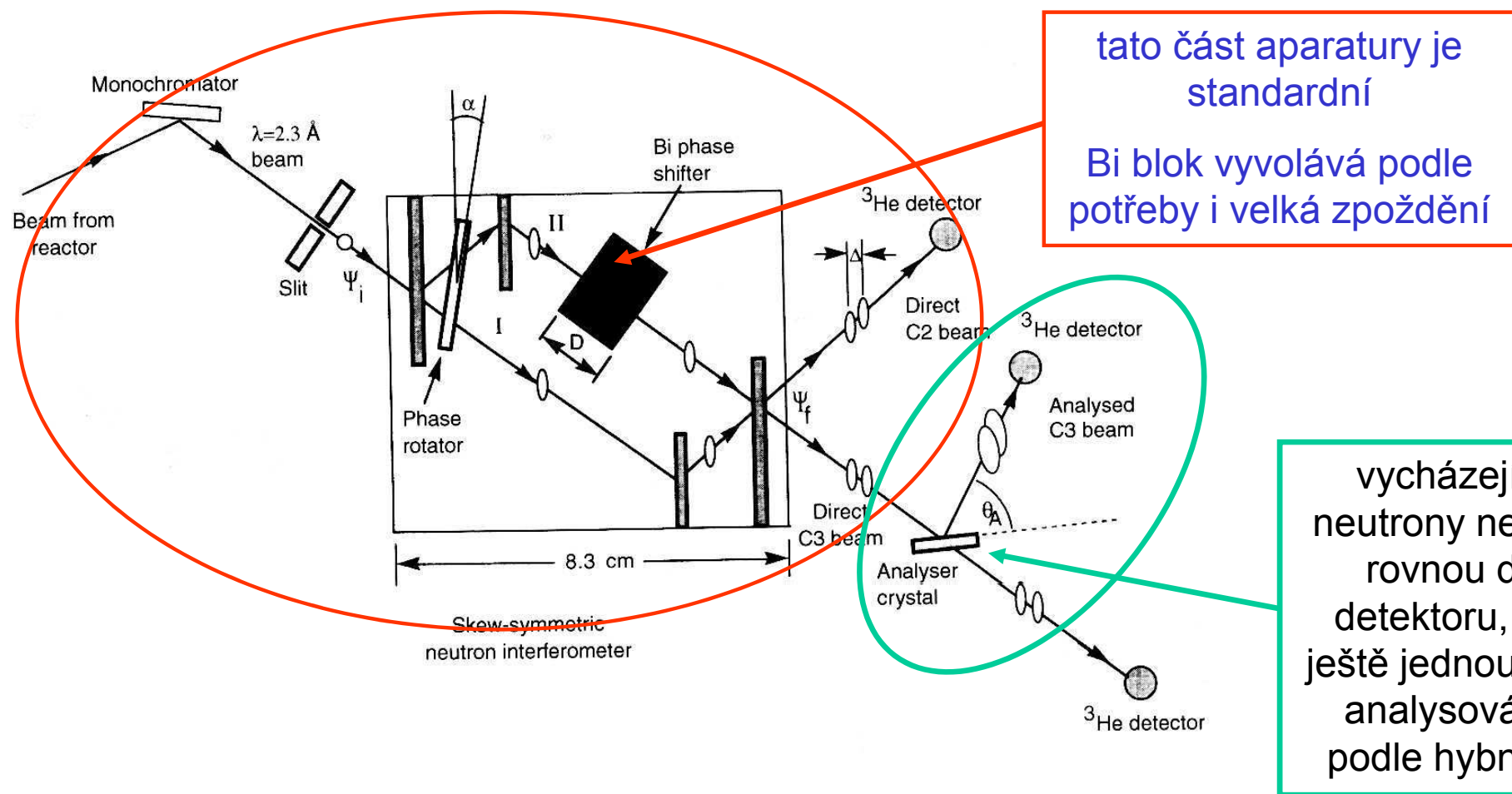
Dodatečný výběr impulsu ... opravdu pěkný kvantový efekt



tato část aparatury je standardní

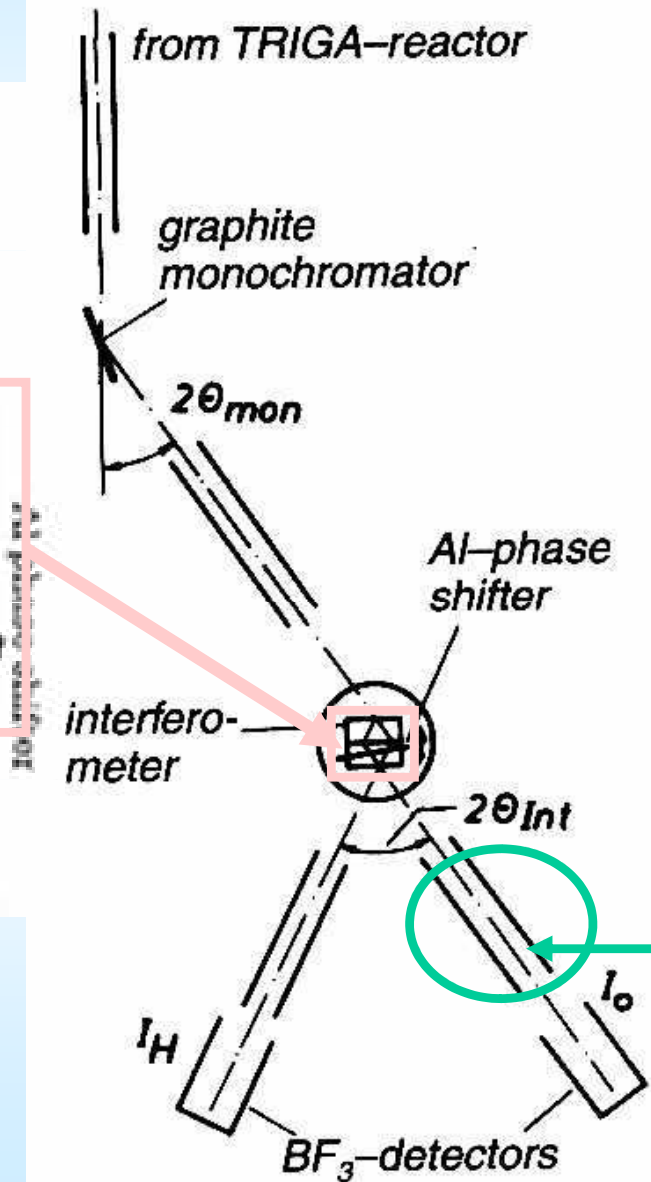
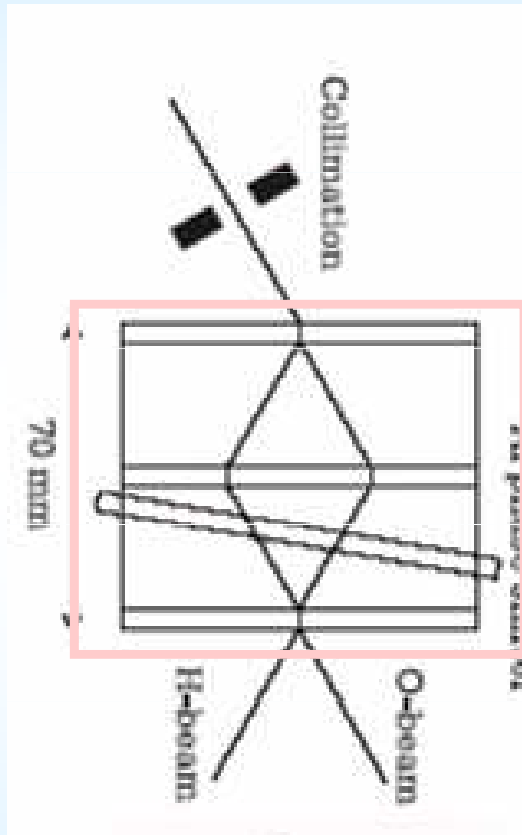
Bi blok vyvolává podle potřeby i velká zpoždění

Dodatečný výběr impulsu ... opravdu pěkný kvantový efekt



B7 Celé zařízení kolem neutronového interferometru

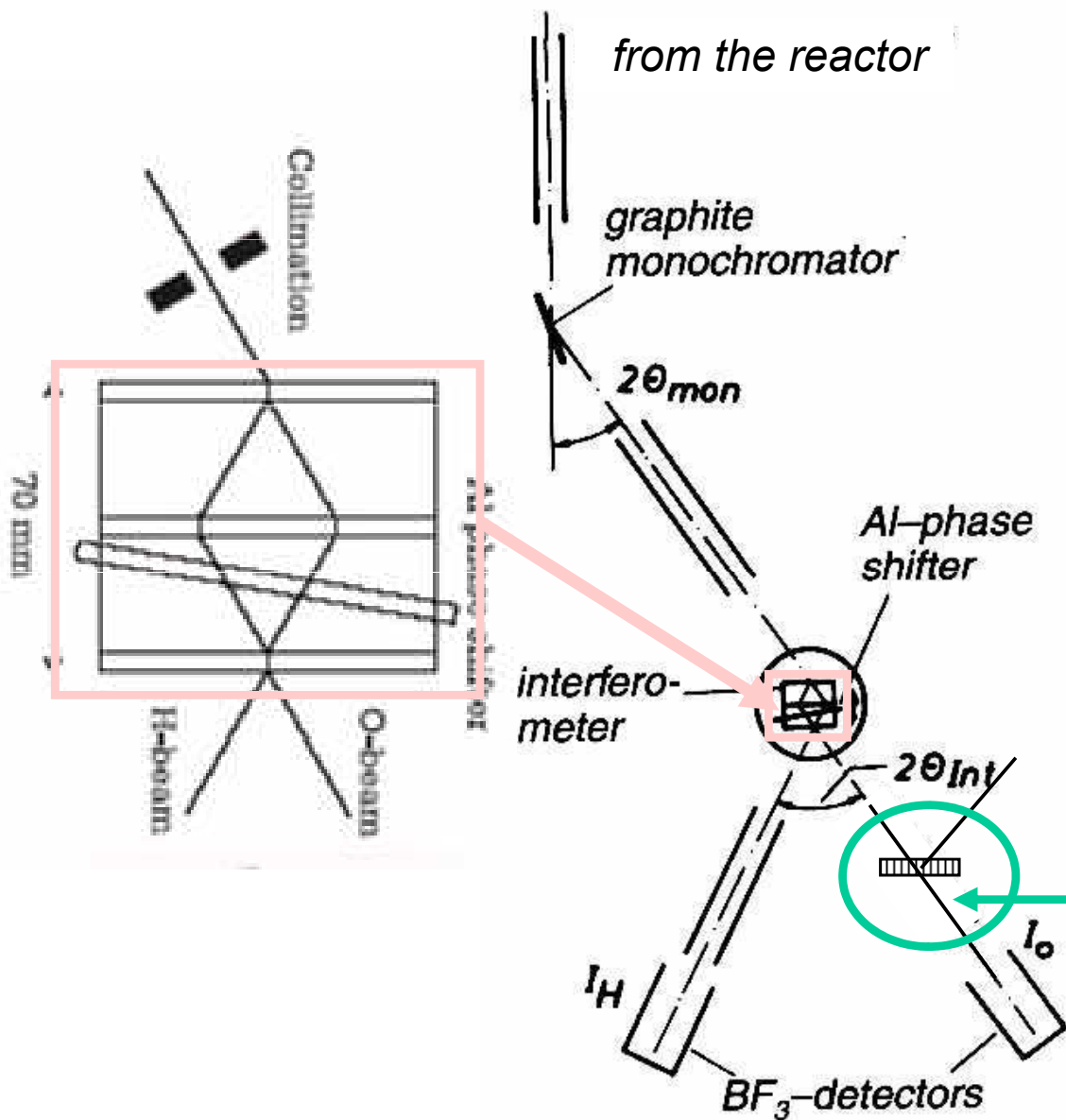
schema z r. 1974



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>

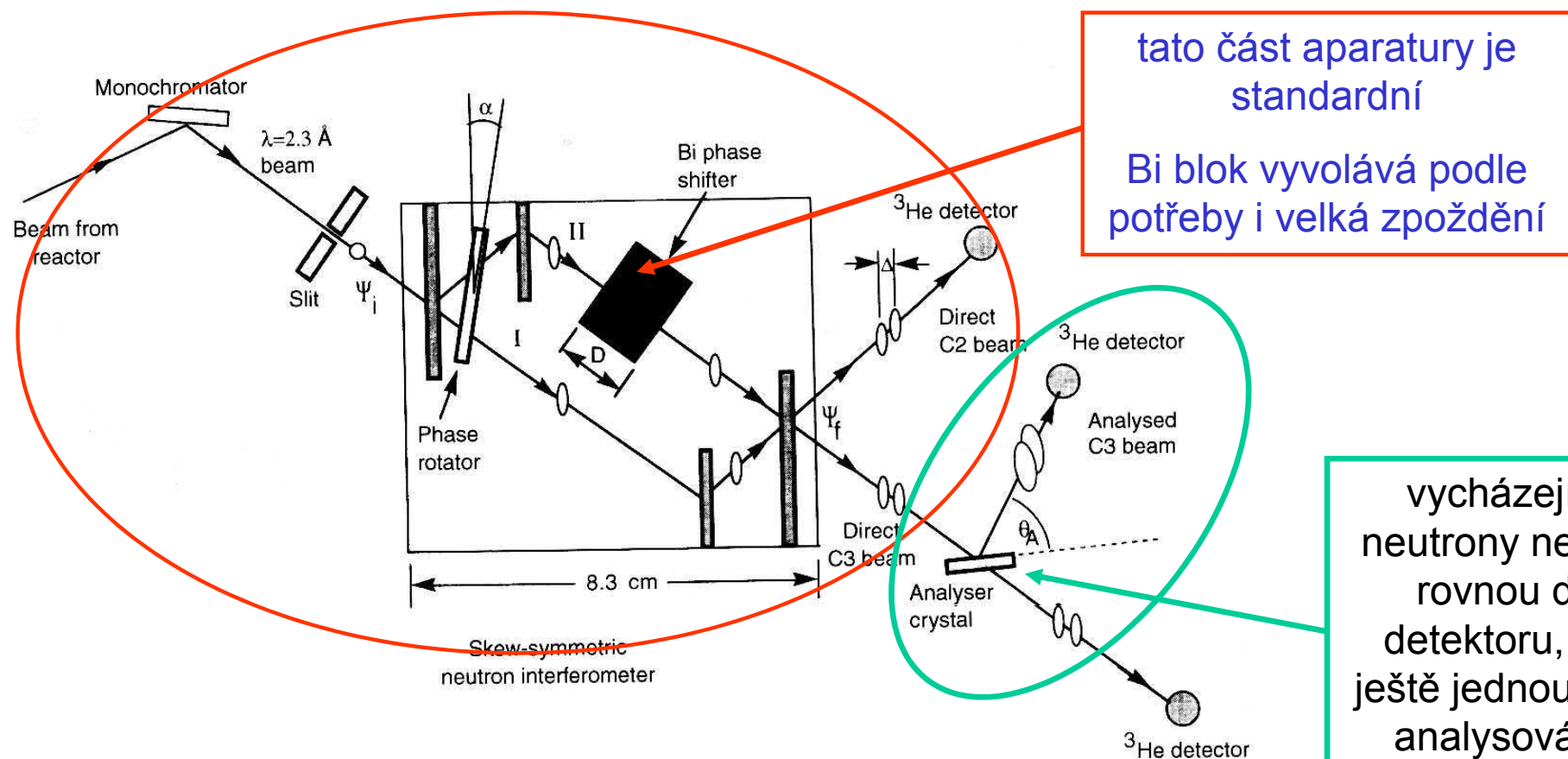
Celé zařízení kolem neutronového interferometru



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



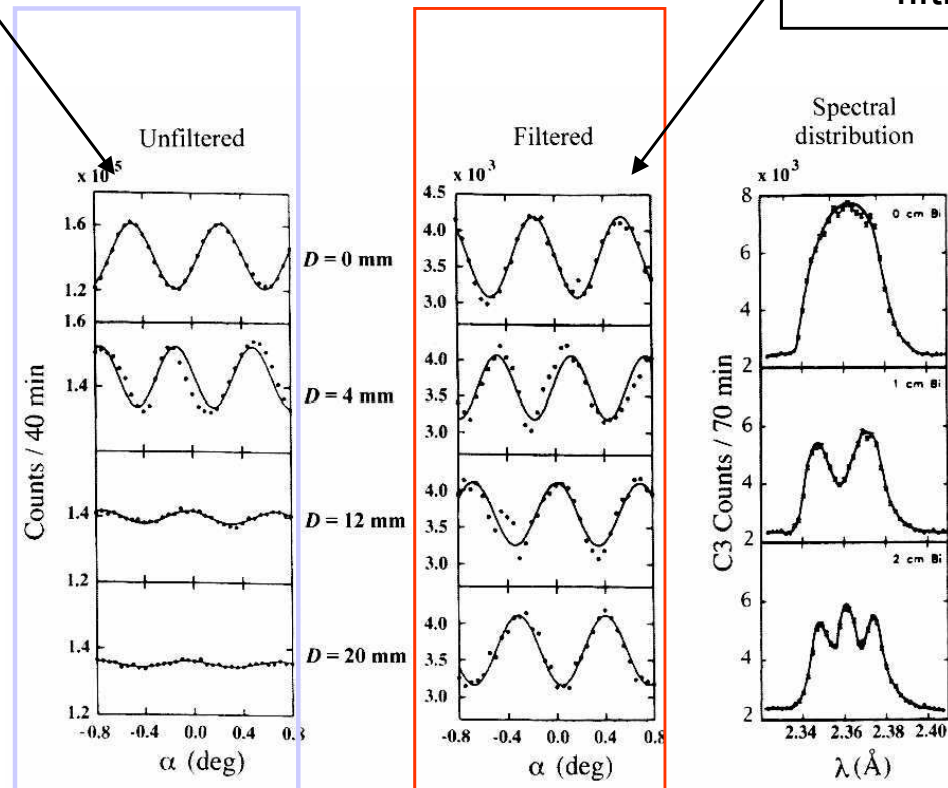
Zachytí se tak zdánlivě již ztracená koherence klubek, která se viditelně vůbec nepřekrývají, ale mají ovšem stejné složky v impulsové reprezentaci

Výsledky experimentu

bez
filtrace

interference
klubek

dodatečná
filtrace

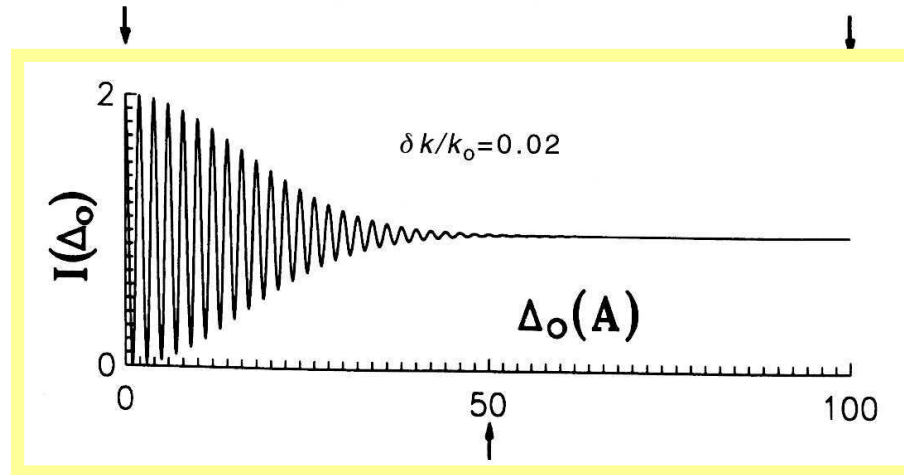
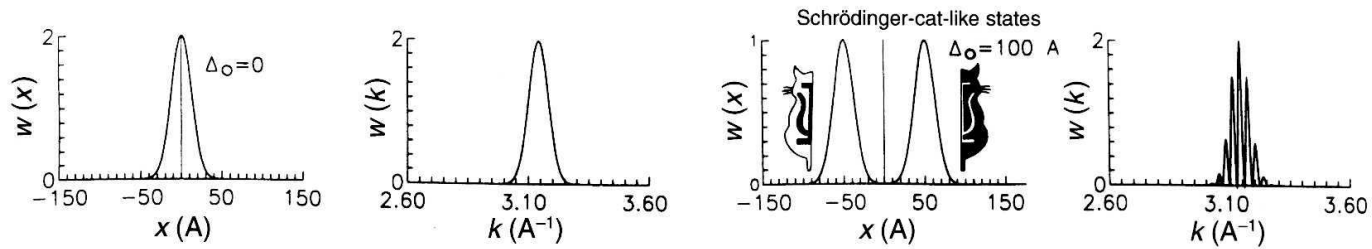


Měření intenzity
jednotlivých složek ve
spektru hybností:

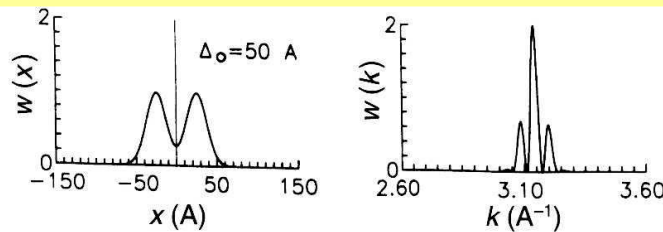
**rozdělená klubka
mají několik maxim**

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

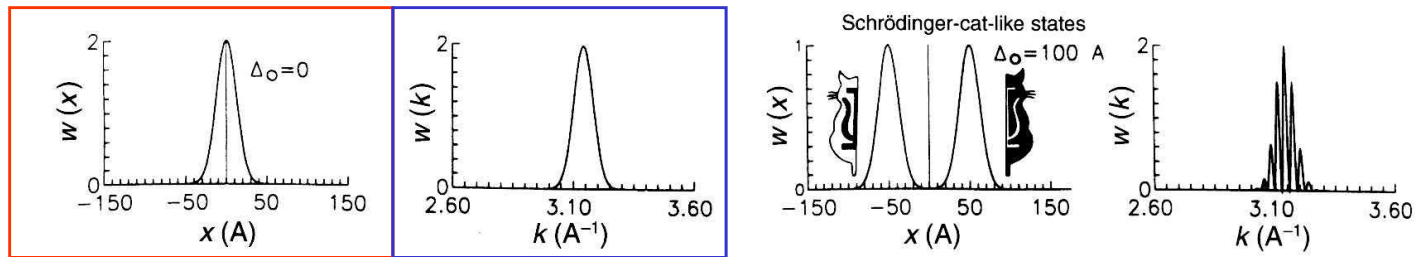
Interpretace postselekčního experimentu



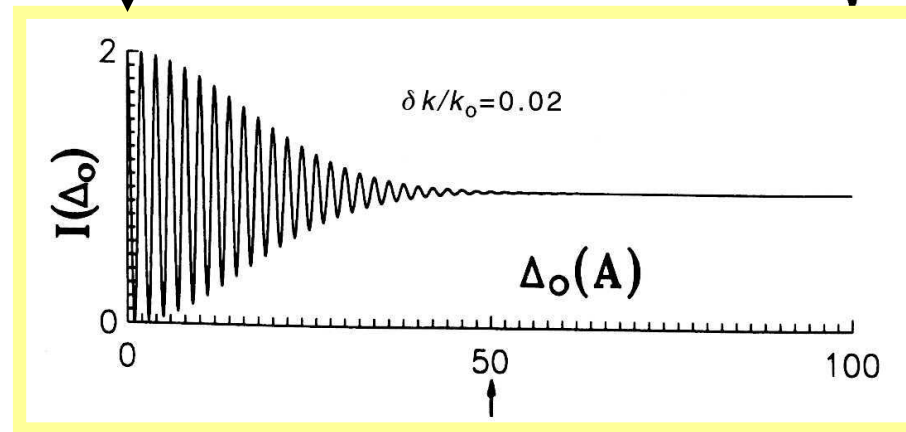
už známe



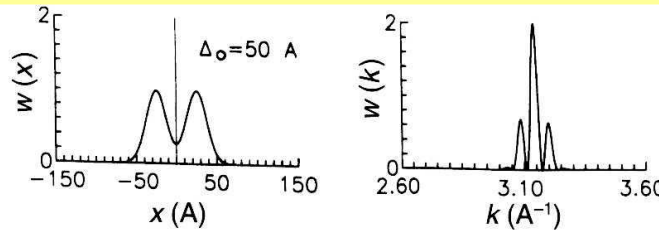
Interpretace postselekčního experimentu



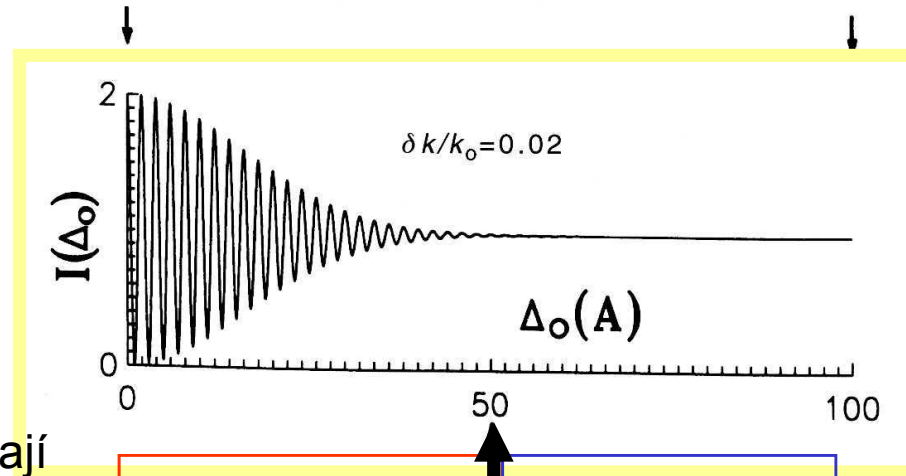
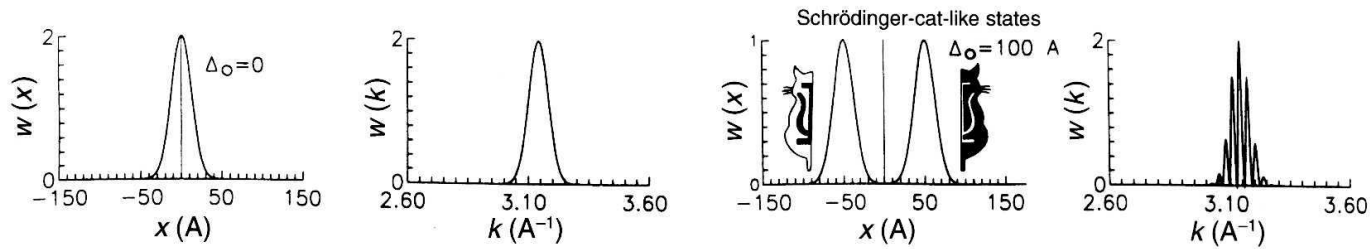
nulový posuv
 Gaussovské klubko
 o šíři 50Å
 odpovídá
 Gaussovské
 rozložení impulsů
 kolem střední
 hodnoty



už známe



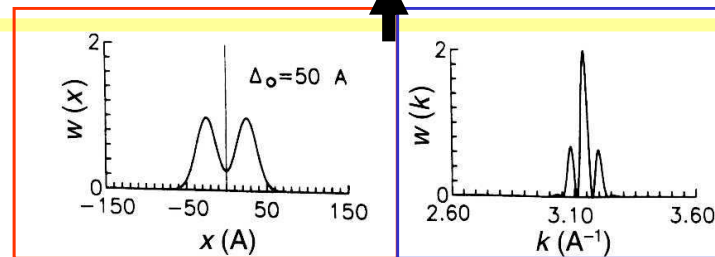
Interpretace postselekčního experimentu



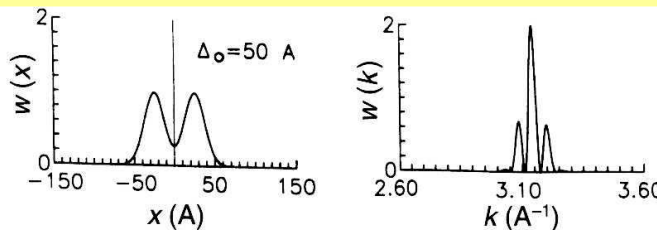
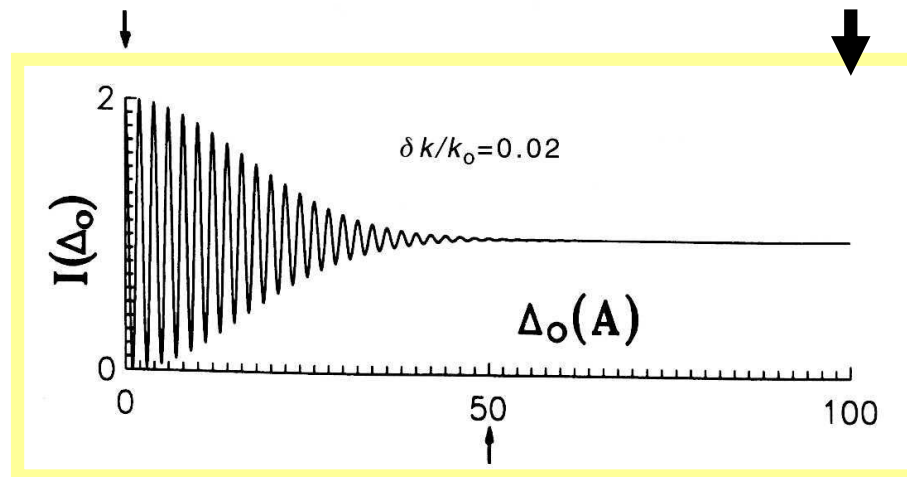
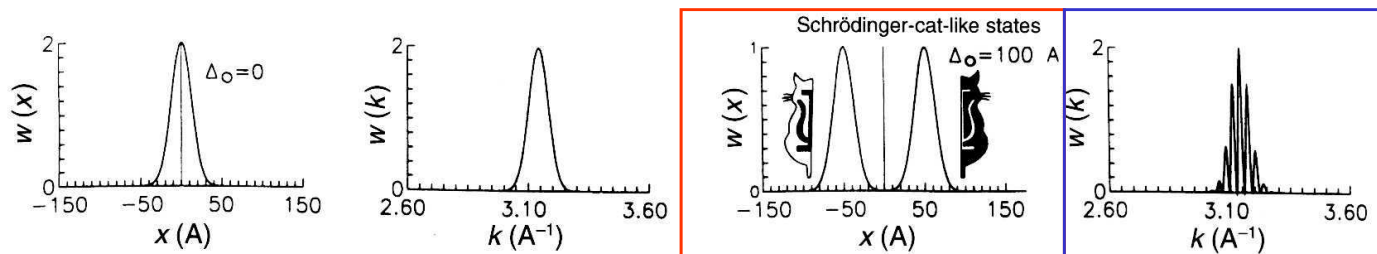
klubka se ještě
podstatně překrývají

Gaussovská klubka
o šíři 50Å posunuta
také o 50Å

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



Interpretace postselekčního experimentu



klubka se nepřekrývají
a neinterferují spolu

Gaussovská klubka o
šíři 50Å posunuta také
o 100Å

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

Autoři označují obě
klubka jako stavy
Schrödingerovy kočky

Proč impulsové rozdělení osciluje

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

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

impulsové rozdělení=
Gaussovka × oscilující faktor



Rychlost oscilací je přímo úměrná prostorové vzdálenosti obou klubek

Proč tomu říkají „stavy Schrödingerovy kočky“

trochu nadnesené

Máme klubko rozdělené experimentem na dvě části,

natolik, že

nepozorujeme již interferenci,

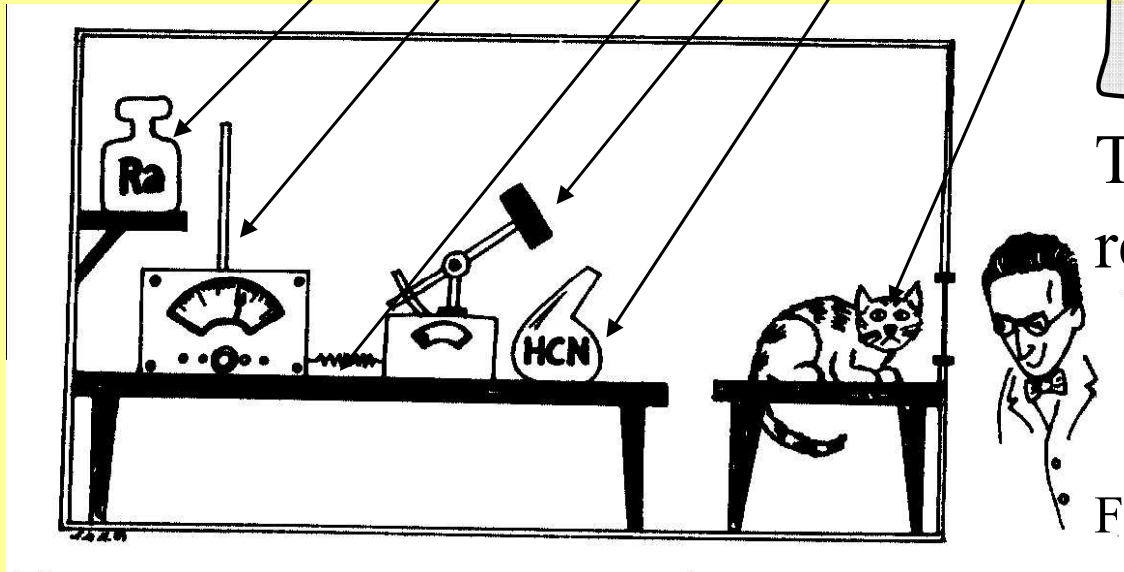
v principu ale stále ještě kvantově koherentní!!

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

Random thoughts around the Schrödinger Cat

The famous paragraph (translated to English) *Naturwiss.* 23 (1935) 807 ff taken from [1] p. 152 ff

One can even set up quite ridiculous cases. A cat is penned up in a steel chamber, along with the following diabolical device (which must be secured against direct interference by the cat): in a Geiger counter there is a tiny bit of radioactive substance, so small, that *perhaps* in the course of one hour one of the atoms decays, but also, with equal probability, perhaps none; if it happens, the counter tube discharges and through a relay releases a hammer which shatters a small flask of hydrocyanic acid. If one has left this entire system to itself for an hour, one would say that the cat still lives *if* meanwhile no atom has decayed. The first atomic decay would have poisoned it. The ψ -function of the entire system would express this by having in it the living and the dead cat (pardon the expression) mixed or smeared out in equal parts.



This seems to be clear, but people read it the way they liked.

They probably skipped the paragraph just before ...

Figure from [4] p. 138

ring” seems simply wrong. The state of a radioactive nucleus is presumably blurred in such degree and fashion that neither the instant of decay nor the direction, in which the emitted α -particle leaves the nucleus, is well-established. Inside the nucleus, blurring doesn't bother us. The emerging particle is described, if one wants to explain intuitively, as a spherical wave that continuously emanates in all directions from the nucleus and that impinges continuously on a surrounding luminescent screen over its full expanse. The screen however does not show a more or less constant uniform surface glow, but rather lights up at *one* instant at *one* spot—or, to honor the truth, it lights up now here, now there, for it is impossible to do the experiment with only a single radioactive atom. If in place of the luminescent screen one uses a spatially extended detector, perhaps a gas that is ionised by the α -particles, one finds the ion pairs arranged along rectilinear columns,⁵ that project backwards on to the bit of radioactive matter from which the α -radiation comes (C.T.R. Wilson's cloud chamber tracks, made visible by drops of moisture condensed on the ions).

What was on ES's mind:

Recognition that the idea (alas, his own) of a blurred cloud described by the Ψ -function is not correct for an individual event as measured by a classical instrument; as put by B. d'Espagnat,

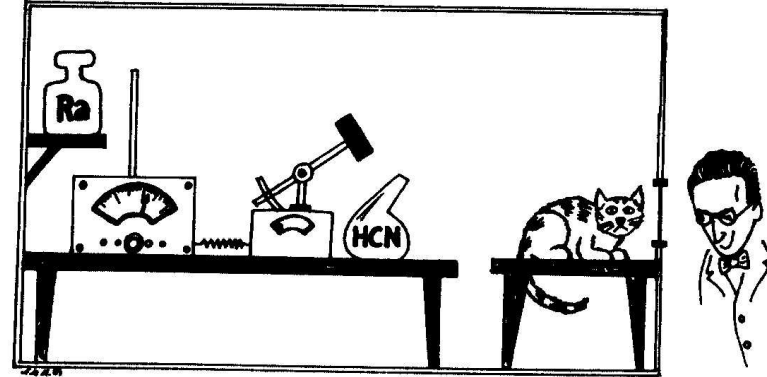
« ... to picture it more vividly, Schrödinger, in the account he gave of it, replaced the instrument pointer by a cat » [2] p.159

No doubt, ES sold his notion all too well, but the formulation was somewhat overdone. In the chain, the Geiger + relay links

are already classical and their wave functions are doubtful. Tacitly, people usually simplify the system to a two-state nucleus and a two-state « cat »:

ATOM	$ \bullet\rangle$	before decay	$ \bullet\rangle$	after decay
CAT	$ \text{cat}\rangle$	alive	$ \text{+}\rangle$	dead

What is wrong then?



Is it the observer,
who causes the
«reduction»??
meaning he kills
the pointer cat??



Or may be his friend, as
suggests Wigner [1], p. 168

Other questions (about the cat):

- Doesn't a cat have a mind herself?
- A cat is an open dissipative system with non-zero temperature. Should we not use a density matrix (... *ridiculous*)
- Or does it possess a wave-function?

**von Neumann
chain
is
Cartesian dualism at
its extreme**

The end