

多層膜ミラーによる COW 効果の検出

齊藤巧磨

松井数亮

2024 年 2 月 16 日

概要

純粋な量子現象に重力が関わるものとして、COW 効果が知られている。[3] 重力ポテンシャルが波動関数の位相に取り入れられ、2 つの経路のビームを干渉させることで検出される。この現象は Collela, Overhauser と Werner によって単色熱中性子で検証された。[1]

1 測定原理

1.1 中性子の干渉で発生する位相差

地上の中性子は重力ポテンシャルを受け、非相対論的には Hamiltonian が

$$H = \frac{\mathbf{p}^2}{2m} + mgz$$

となる。 \mathbf{p} は運動量、 m は中性子質量、 g は重力加速度でそれぞれ定数、 z は基準面からの高さである。中性子が弧長パラメーター s で表される軌道 $\gamma(s)$ を速さ $v(s)$ で通過するとき、Schrödinger 方程式の解は

$$\varphi = \exp \left[\frac{1}{i\hbar} \int dt \left(\frac{\mathbf{p}^2}{2m} + mgz \right) \right] = \exp \left[\frac{1}{i\hbar} \int_{\gamma} \frac{ds}{v} \left(\frac{\mathbf{p}^2}{2m} + mgz \right) \right]$$

の形で表される。図 1 のような経路を熱中性子が走る場合、中性子を波長 $\lambda = h/mv$ の単色平面波で近似すれば、面積 A の平行四辺形での干渉によって点 E で位相差

$$i\Delta\Phi_g := i(\Phi_{\text{BCE}} - \Phi_{\text{BDE}}) = \frac{mg}{i\hbar} \oint_{\text{BDEC}} ds \frac{z}{v} = -i \frac{2\pi\lambda m^2 g A}{h^2} \sin \delta \quad (1)$$

が生じる。

四角形 BDCE が平行四辺形から歪むと経路長や面積が変わって新たに位相差が生じる。図 2 のようにギャップ D のエタロン 2 組が平行から相対角 α だけずれているとき、(1) に現れる面積を四角形 BDEC で計算すると、

$$\Delta\Phi_g \simeq -\frac{2\pi m^2 g}{h^2} \left(2DL \cot 2\theta - \frac{D^2}{2\sin^2 \theta} \alpha \right) \lambda \quad (2)$$

と近似される。加えて経路長の変化により

$$\Delta\Phi_\alpha \simeq 4\pi D \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{Nb_c}{2\pi\theta^2} \lambda \right) \alpha \quad (3)$$

が現れる。これは屈折率

$$n \simeq 1 - \frac{\lambda^2 Nb_c}{2\pi}$$

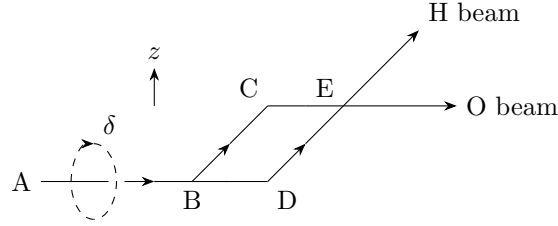


図1 中性子の経路。O ビーム、H ビームは共に $A \rightarrow B \rightarrow D \rightarrow E$, $A \rightarrow B \rightarrow C \rightarrow E$ の経路で進んだ中性子の干渉を反映する。AB を軸に全系を回転させると干渉が変化する。回転角度 δ は平行四辺形が水平面となす角で、図のように平行四辺形が鉛直面内にあるとき $\delta = \pi/2$ とする。 $\delta = \pm\pi/2$ とき干渉が最大で、0 のときは干渉しない。

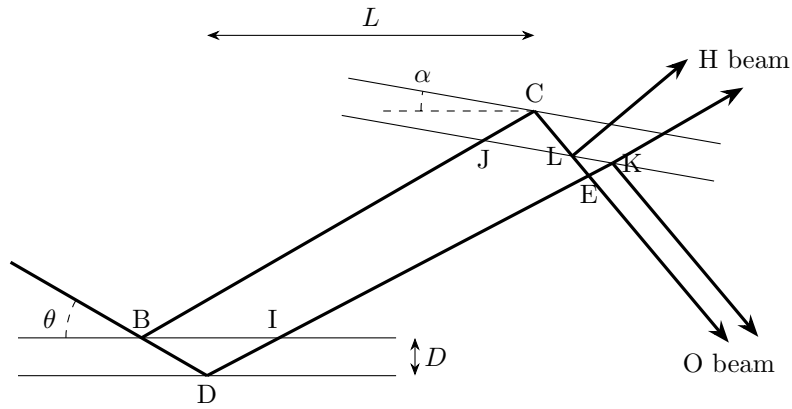


図2 エタロンの相対角 α によるビーム経路 (太線) の変化。 $\alpha = 0$ のときに点 E, K, L が同一点になる。長さ L は1枚目のエタロンと平行に測ったエタロン間距離。

による効果を表し、 N, b_c はそれぞれ原子密度、中性子-原子核の散乱長である。[2] 本実験の装置は α を自由に変更することができ、 $\alpha = 0$ に設定されている保証はない。位相差は (2) と (3) の和

$$\Delta\Phi = \Phi_{BCE} - \Phi_{BDE} = \Delta\Phi_g + \Delta\Phi_\alpha \quad (4)$$

が実測される。

B, C, D, E 各点での反射や透過による位相の変化を考慮しても、上述の位相差を取り出せる。図3のような散乱体において入射、反射、透過の波動関数の間に

$$\begin{pmatrix} \psi_o^1 \\ \psi_o^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r & t \\ t' & r' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_i^1 \\ \psi_i^2 \end{pmatrix}$$

の関係があるとする。確率の保存から行列はユニタリでなければならない、

$$|r|^2 = |r'|^2 = 1 - |t|^2 = 1 - |t'|^2, \quad r^*t + r't'^* = r^*t' + r't^* = 0 \quad (5)$$

を満たす。ハーフミラーと全反射ミラーはそれぞれ同一のものであるとして、それぞれに対応する行列を

$$\begin{pmatrix} r & t \\ t' & r' \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} R & T \\ T' & R' \end{pmatrix}$$

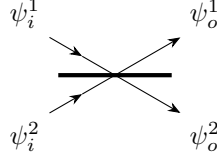


図3 入射・反射・透過波の波動関数。上面を表とする。

とすれば、点 B にて波動関数 Ψ_0 だったものは点 E にて

$$\begin{cases} \Psi_H = \Psi_0(r_B t'_J R_C r'_L e^{i\Phi_{BCE}} + t'_B R_D t_1 t'_K e^{i\Phi_{BDE}}) \\ \Psi_O = \Psi_0(r_B t'_J R_C t_L e^{i\Phi_{BCE}} + t'_B R_D t_1 r_K e^{i\Phi_{BDE}}) \end{cases}$$

となる。 $|\Psi_0|^2 = 1$ として (5) を利用すると、ビーム強度は

$$\begin{cases} I_H = |R|^2 |t|^2 (|r|^4 + |t|^4 - 2|r|^2 |t|^2 \cos(\Phi_{BCE} - \Phi_{BDE})) \\ I_O = 2|r|^2 |R|^2 |t|^4 (1 + \cos(\Phi_{BCE} - \Phi_{BDE})) \end{cases}$$

である。ビーム強度は λ の関数として表されるので、

$$\mathcal{O}(\lambda) := \frac{I_H - I_O}{I_H + I_O} = (|r|^2 - |t|^2)^2 - 4|r|^2 |t|^2 \cos(\Delta\Phi) \quad (6)$$

となり、 λ と比較すれば、位相差 $\Delta\Phi$ を取得できる。

1.2 多層膜ミラーの反射・透過特性

多層膜ミラーの反射・透過率は 1 次元ポテンシャル問題として計算できる。本研究で利用したミラーは 4 のようにガラスに Ti と Ni を積層しているものであり、それぞれ層の内部では中性子に optical potential がかかる。[4] V_i と k_i を i 番目の層における optical potential および波数の垂直成分、入射粒子の波数を k とすると、エネルギー保存から

$$k^2 = k_j^2 + \frac{2mV_j}{\hbar^2}$$

を得る。 $n_j^2 := k_j^2/k^2$, $\zeta := kx$ とすると、エネルギー E で入射した中性子の Schrödinger 方程式は

$$\frac{d^2 \Psi_j}{d\zeta^2} = \frac{2m(V_j - E)}{\hbar^2 k^2} \Psi_j(\zeta) = -n_j^2 \Psi_j(\zeta)$$

と表せ、第 j 層と第 $j+1$ 層の波動関数の間には

$$\begin{pmatrix} \Psi_{j+1} \\ \Psi'_{j+1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos n_j \delta_j & n_j^{-1} \sin n_j \delta_j \\ -n_j \sin n_j \delta_j & \cos n_j \delta_j \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi_j \\ \Psi'_j \end{pmatrix} = M_j \begin{pmatrix} \Psi_j \\ \Psi'_j \end{pmatrix}$$

の関係が成り立つ。よって全ての層を通して

$$\begin{pmatrix} \Psi_g \\ \Psi'_g \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} \Psi_0 \\ \Psi'_0 \end{pmatrix} \quad \left[M = M_N \cdots M_2 M_1 = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \right]$$

と書ける。 $\Psi_0 = e^{ik\zeta_0} + R e^{-ik\zeta_0}$, $\Psi_g = T e^{ik(\zeta+\zeta_0)}$ となる R, T を求めると、

$$R = \frac{(M_{21} + ikM_{22}) - ik(M_{11} + ikM_{12})}{ik(M_{11} - ikM_{12}) - (M_{21} - ikM_{22})}$$

$$T = \frac{2e^{-ik\zeta} ik}{ik(M_{11} - ikM_{12}) - (M_{21} - ikM_{22})}$$

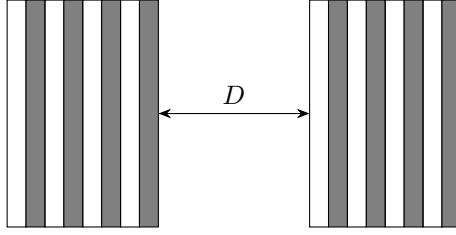


図4 多層膜ミラーの構造

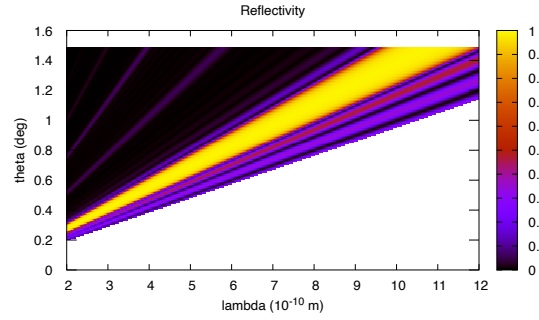


図5 ミラーの反射率。計算にあたって [4] を参考にした。

を得る。

これをもとに本研究で用いるミラーの反射率を入射角 θ 、波長 λ ごとに計算すると、図5のようになった。実験には反射率が安定して高い波長帯を与える入射角が望ましい。(2)の角度依存性、使用する中性子ビームの波長帯も合わせて考慮し、本実験では $\theta = 1.05^\circ$ を採用した。

参考文献

- [1] R. Colella, A. W. Overhauser, and S. A. Werner. Observation of gravitationally induced quantum interference. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 34, pp. 1472–1474, Jun 1975.
- [2] Takuhiro Fujiie, Masahiro Hino, Takuya Hosobata, Go Ichikawa, Masaaki Kitaguchi, Kenji Mishima, Yoshichika Seki, Hirohiko M. Shimizu, and Yutaka Yamagata. Development of neutron interferometer using multilayer mirrors and measurements of neutron-nuclear scattering length with pulsed neutron source. *Physical Review Letters*, Vol. 132, No. 2, January 2024.
- [3] A. W. Overhauser and R. Colella. Experimental test of gravitationally induced quantum interference. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 33, pp. 1237–1239, Nov 1974.
- [4] Yoshichika Seki. *Multilayer Neutron Interferometer with Complete Path Separation*. PhD thesis, 京都大学, 3 2011.