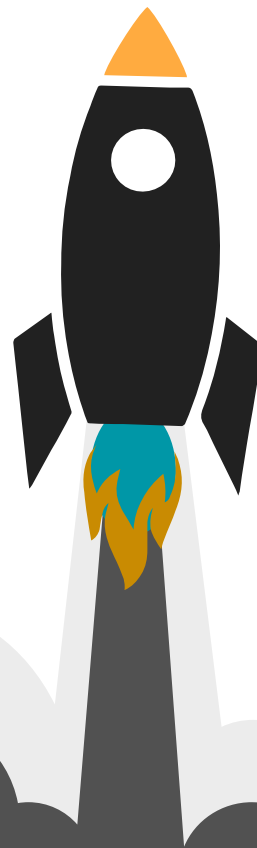


運動量もつれ光子の二重二重スリット実験を 波束で可視化する



東京女子大学 修士2年 尾田ゼミ 武田紗貴子

目次

01	概要	
02	先行研究について	
03	本研究	
04	まとめ	



Quantum double-double-slit
experiment with momentum
entangled photons (定常)

+

**横方向伝搬を時間発展として
明示**

自分の図以外はこちらから引用

M. Kaur and M. Singh, *Quantum double-double-slit experiment with momentum entangled photons*, *Scientific Reports* **10** (2020) 11427.

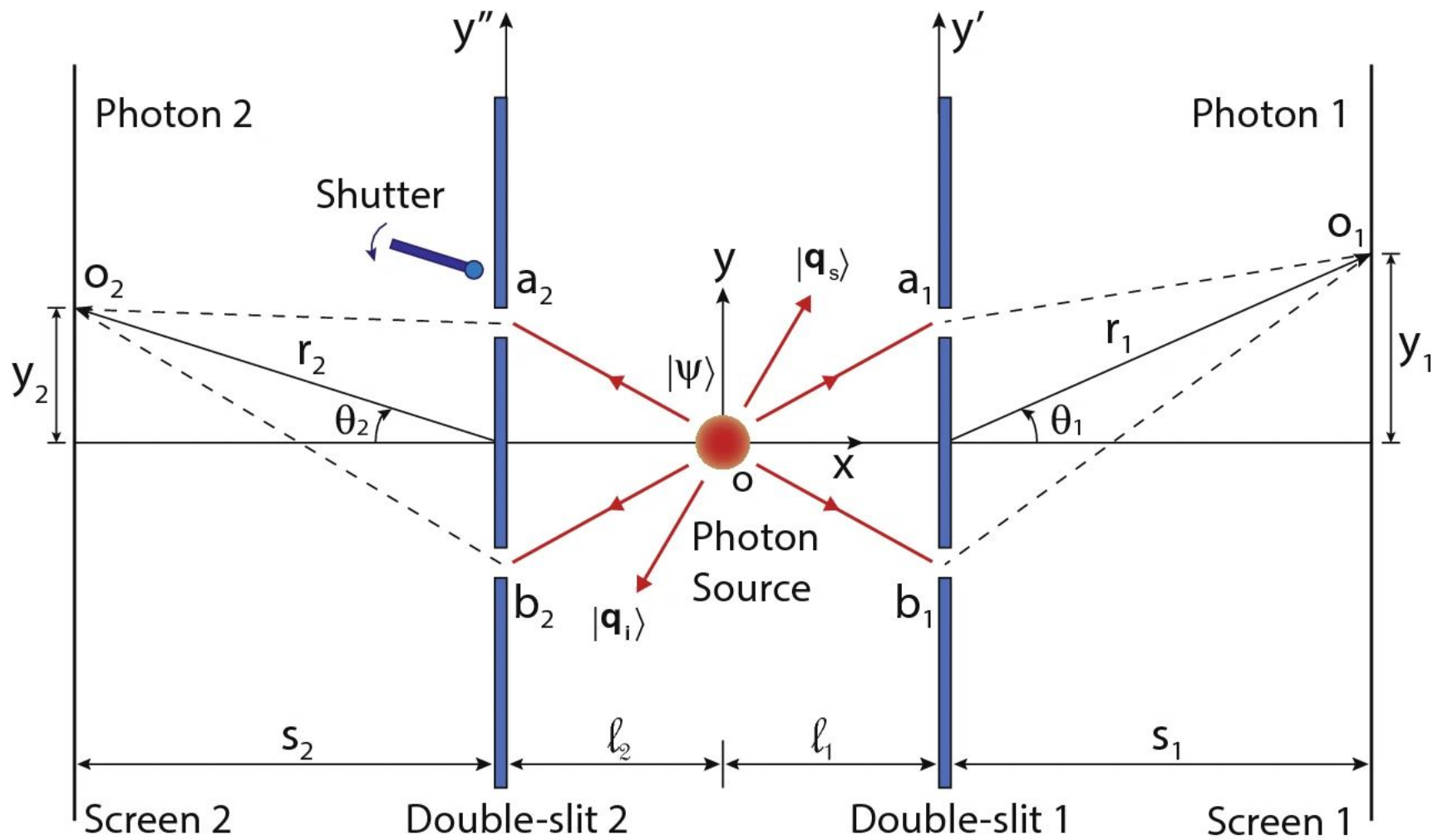


图 1

先行研究の結論

単一光子(エンタングルした光子の片方のみ)では干渉が消える



二光子(エンタングルした光子のペア)の同時検出では干渉が現れる

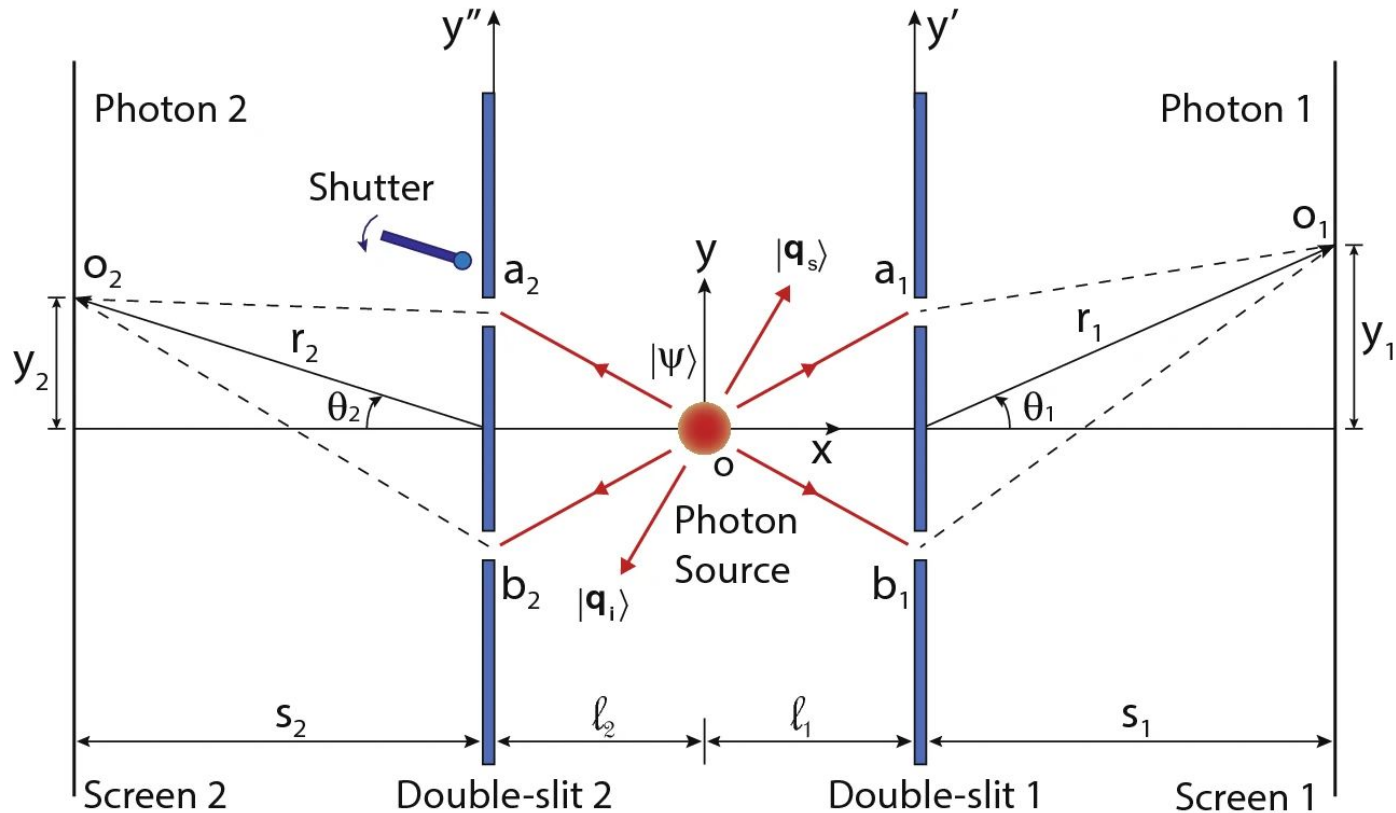


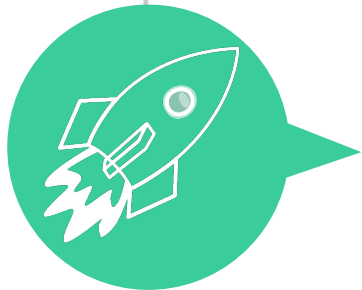
which-path 情報を得ると干渉が完全に消える





図1:理想化された「ダブル-ダブルスリット」の基本概念図





セットアップ

- SPDC (spontaneous parametric down conversion)
 - 運動量エンタングルされた光子対
 - ➡ ペアの光子は反対方向にしか行かない！
- Fresnel biprism の屈折により「仮想スリット a_1, b_1, a_2, b_2 」が形成
- y_1 → 右側のスクリーン
- y_2 → 左側のスクリーン



図2:実験装置の全体構成(3D)

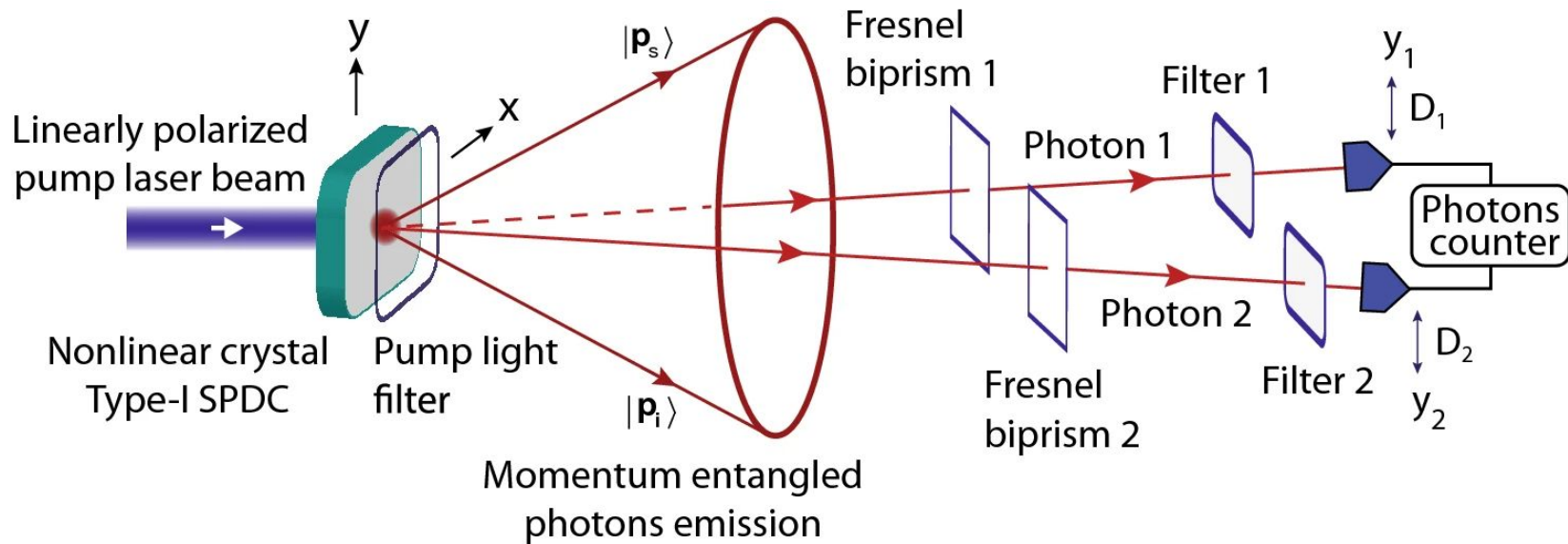
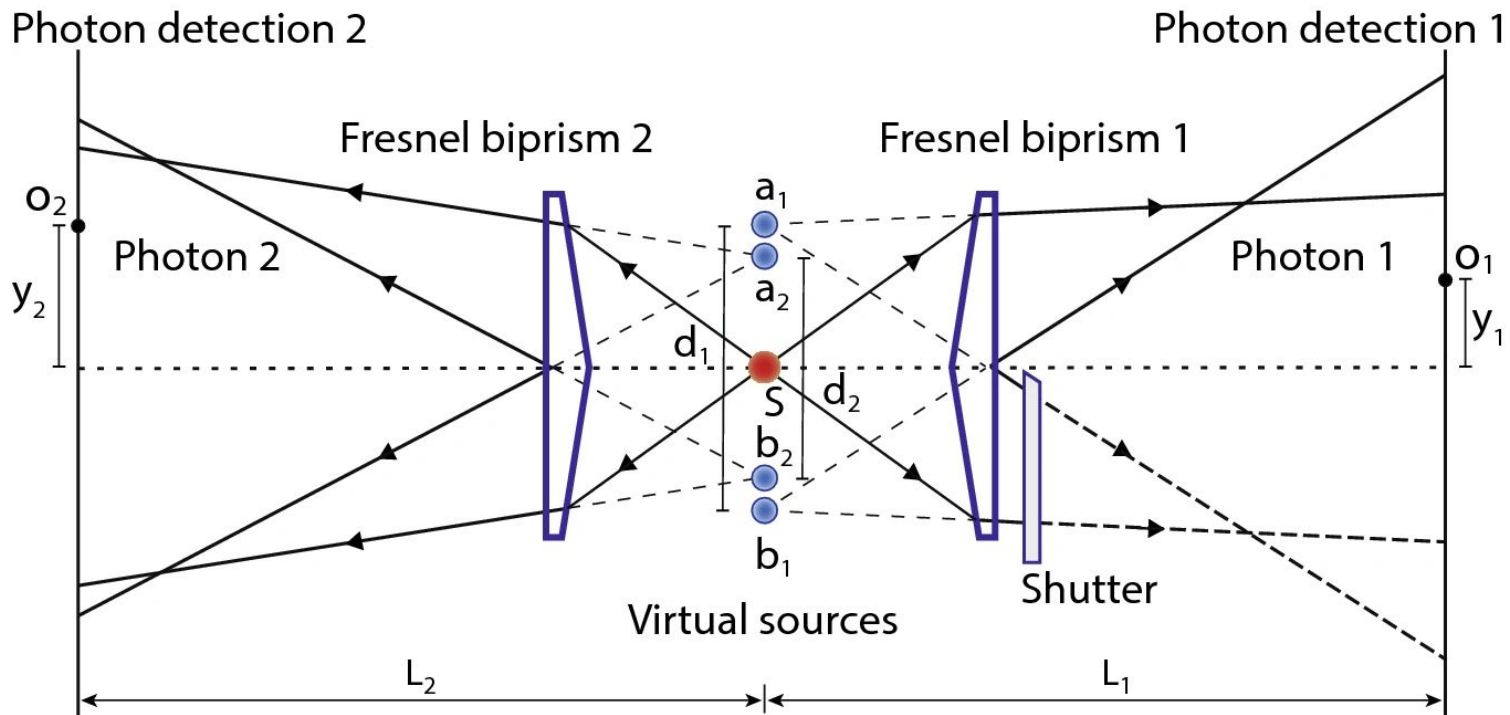




図3:仮想ダブルスリットを2Dに展開した説明図(平面図)



✔ 式(1):四つの経路についての確率振幅を足し合わせたもの

$$A_{12} = \langle o_2 | a_2 \rangle t_{a2} \langle a_2 | \langle o_1 | a_1 \rangle t_{a1} \langle a_1 | \psi \rangle + \langle o_2 | b_2 \rangle t_{b2} \langle b_2 | \langle o_1 | b_1 \rangle t_{b1} \langle b_1 | \psi \rangle \\ + \langle o_2 | b_2 \rangle t_{b2} \langle b_2 | \langle o_1 | a_1 \rangle t_{a1} \langle a_1 | \psi \rangle + \langle o_2 | a_2 \rangle t_{a2} \langle a_2 | \langle o_1 | b_1 \rangle t_{b1} \langle b_1 | \psi \rangle \quad (1)$$



実際には2経路しか有効じゃない

✔ 式(2):式(1)のスリット幅が有限の “連続スリット版”

$$A_{12} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \langle o_2 | l_2, y'' \rangle t_2(y'') \langle l_2, y'' | \langle o_1 | l_1, y' \rangle t_1(y') \langle l_1, y' | \Psi \rangle dy' dy'' \quad (2)$$

- $\langle l_j, y | \Psi \rangle$: 源から来た二光子状態を、スリット面の点 (l_j, y) に射影した“到来振幅”。
- $t_j(y)$: その点を通過できる複素振幅（振幅透過率）。ガウス形の二本スリットなら、二つのガウス窓の和。
- $\langle o_j | l_j, y \rangle$: スリット面のその点からスクリーン点 o_j までの自由伝播の核（遠方なら $\propto e^{iq|R|/\hbar} / \sqrt{|R|}$ ）。
- $dy' dy''$ で全ての“どこを通ったか”の可能性を連続的に重ね合わせている。
- 全体が二光子の同時検出（=コインシデンス）の複素振幅。この絶対二乗が後の式(6)の確率になる。





式(3): 「横方向 (transverse) の運動量固有基底で書いた二光子エンタングルド状態」の一般形

$$|\Psi\rangle = N \int \int d\mathbf{q}_s d\mathbf{q}_i \Phi(\mathbf{q}_s, \mathbf{q}_i) |\mathbf{q}_s\rangle |\mathbf{q}_i\rangle \quad (3)$$

- $|\mathbf{q}_s\rangle, |\mathbf{q}_i\rangle$: 信号光子・アイドラ光子の横方向運動量固有状態 (それぞれ運動量 q_s, q_i) 。
- $\Phi(\mathbf{q}_s, \mathbf{q}_i)$: 二光子波動関数 (同時に $|\mathbf{q}_s\rangle$ と $|\mathbf{q}_i\rangle$ にある振幅)。 Φ が分離不能 ($\npropto f(q_s)g(q_i)$) であることが“エンタングルメント”の指標。
- N : 正規化定数。



式(4):実際に有効な2つの経路に絞った、
源からスリットを通る二光子の透過振幅 (transmission amplitude) ↓

$$t_1(y') = a'_t \left(\frac{e^{-(y'-d_1/2)^2/2\sigma_1^2}}{(2\pi)^{1/2}\sigma_1} + \frac{e^{-(y'+d_1/2)^2/2\sigma_1^2}}{(2\pi)^{1/2}\sigma_1} \right) \quad t_2(y'') = a''_t \left(\frac{e^{-(y''-d_2/2)^2/2\sigma_2^2}}{(2\pi)^{1/2}\sigma_2} + \frac{e^{-(y''+d_2/2)^2/2\sigma_2^2}}{(2\pi)^{1/2}\sigma_2} \right)$$

$$t_2(y'')t_1(y')\langle l_2, y'' | \langle l_1, y' | \Psi \rangle \approx a''_t a'_t c_w \left(e^{iq(r_{a1}+r_{b2})/\hbar} \cdot \frac{e^{-(y'-d_1/2)^2/2\sigma_1^2}}{(2\pi)^{1/2}\sigma_1} \frac{e^{-(y''+d_2/2)^2/2\sigma_2^2}}{(2\pi)^{1/2}\sigma_2} \right. \\ \left. + e^{iq(r_{b1}+r_{a2})/\hbar} \cdot \frac{e^{-(y'+d_1/2)^2/2\sigma_1^2}}{(2\pi)^{1/2}\sigma_1} \frac{e^{-(y''-d_2/2)^2/2\sigma_2^2}}{(2\pi)^{1/2}\sigma_2} \right) \quad (4)$$

式(4)は、式(2) にスリット透過関数を代入し、二光子状態を位置基底に展開し、さらにスリットが狭いという近似を使って位相をスリット中心で評価することで導出。光子の運動量エンタングルメントのため、有効な経路は a_1-b_2 と b_1-a_2 の2通りだけになり、その寄与がガウス窓と位相因子の積として式(4)の形で表れる。

✔ 式(5):二光子の”確率振幅”(Amplitude)

「1つ目の光子がスクリーン1の点 o_1 に、もう1つがスクリーン2の点 o_2 に同時に届く“量子振幅”」

$$\langle o_1 | l_1, y' \rangle \propto e^{iq(r_1 - y' \sin(\theta_1))/\hbar} / r_1^{1/2} \quad \langle o_2 | l_2, y'' \rangle \propto e^{iq(r_2 - y'' \sin(\theta_2))/\hbar} / r_2^{1/2}$$

$$A_{12} = c_n \frac{e^{iq(r_1+r_2)/\hbar} e^{iq(r_{a1}+r_{b2}+r_{a2}+r_{b1})/2\hbar}}{(r_1 r_2)^{1/2}} e^{-q^2((\sigma_1 \sin \theta_1)^2 + (\sigma_2 \sin \theta_2)^2)/2\hbar^2} \cos[q(d_2 \sin \theta_2 - d_1 \sin \theta_1)/2\hbar + \delta] \quad (5)$$

式(4)で得た“スリットを通過した二光子の振幅”を、そのままスクリーンまで伝播させて得られる結果



図3:仮想ダブルスリットを2Dに展開した説明図(平面図)

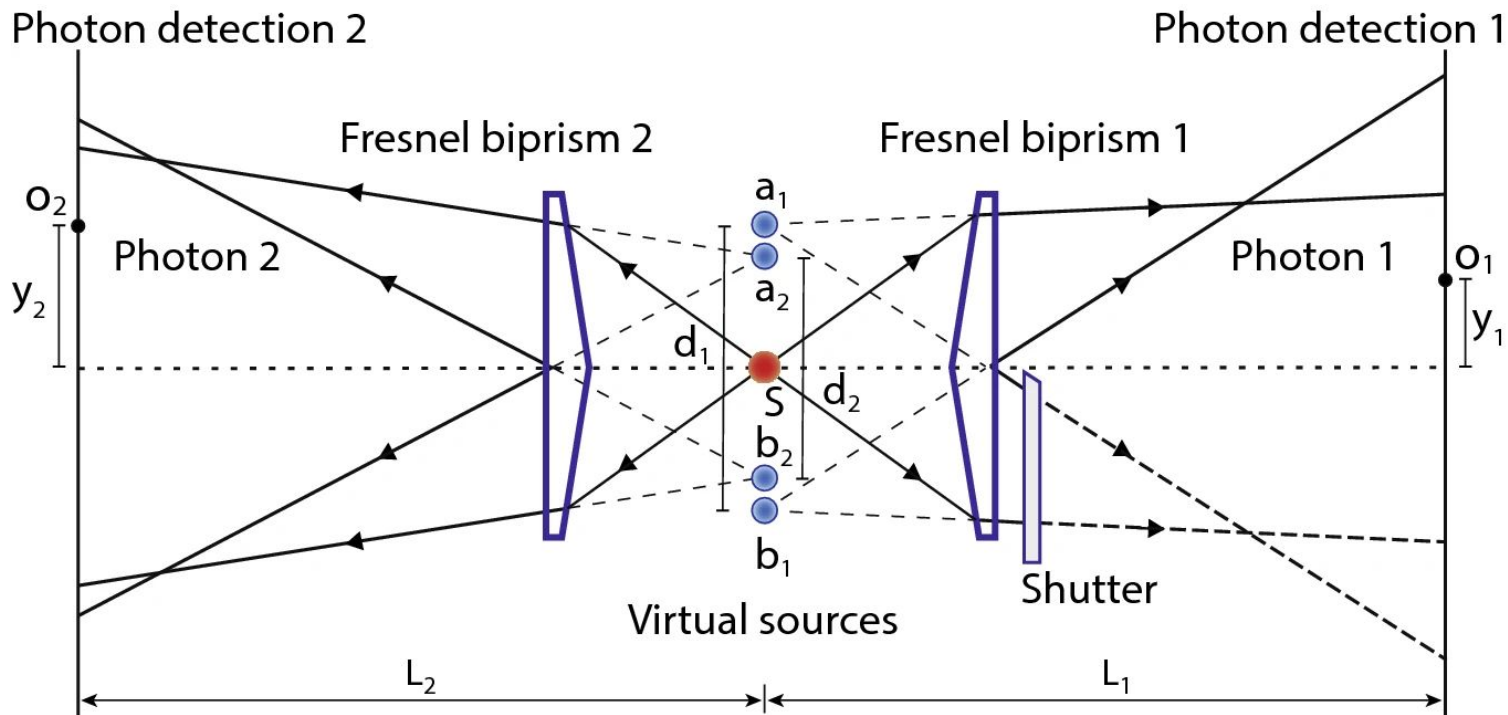
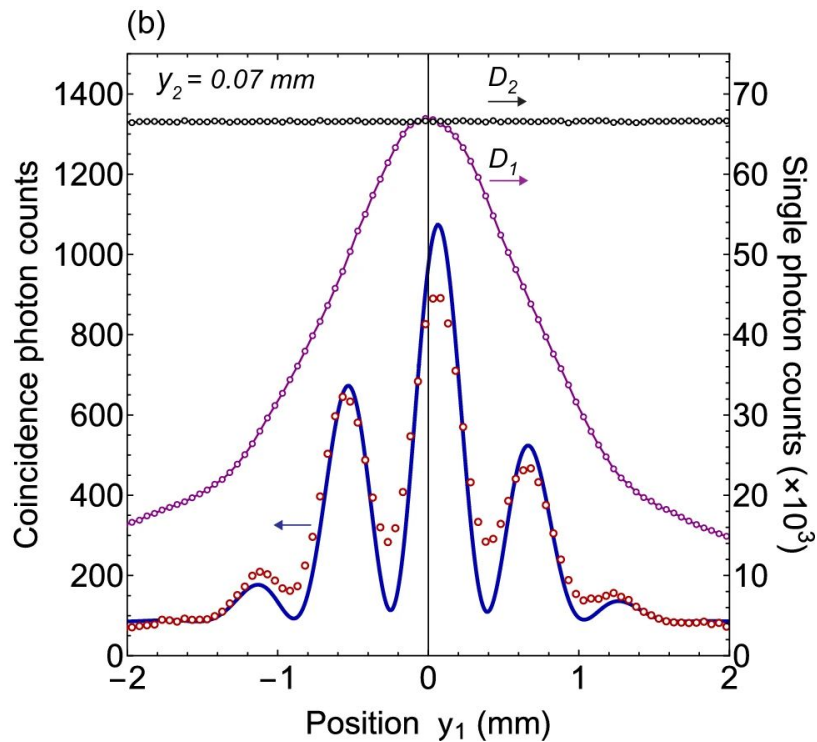
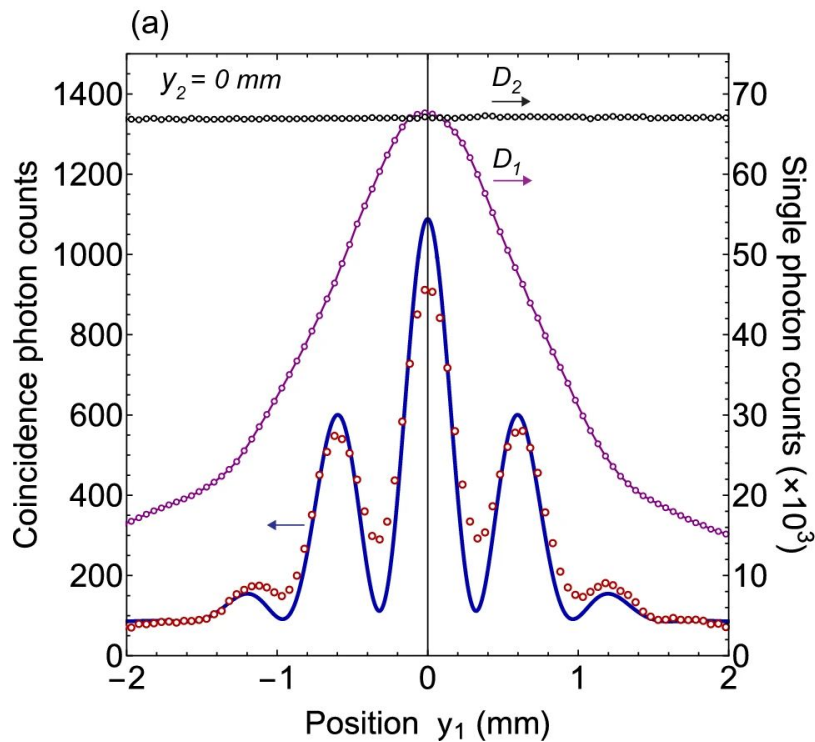




図4:D2を固定し、D1を走査したときの二光子干渉パターン

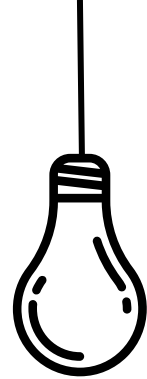
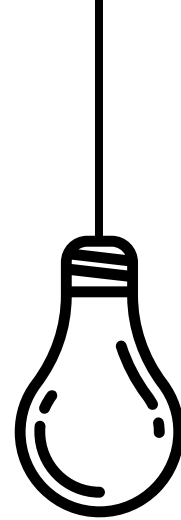
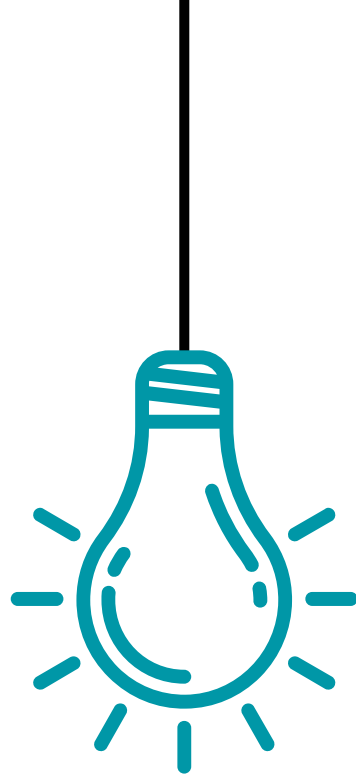
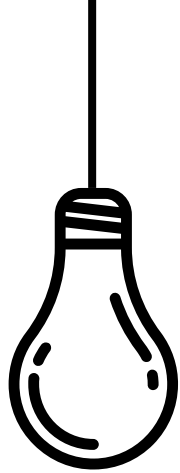


先行研究のまとめ

光子ペアの一方だけを見ても「どのスリットを通ったか(**which-path**)」が潜在的にわかるため → **単一光子干渉は消える**。

両方を同時に見ると、「全体系としてどのスリット組み合わせだったか」は区別できず → **二光子干渉が復活する**。

which-path 情報を得ると干渉が完全に消える



**DDS論文に時間並進を
取り入れたものを考える**



大前提

t' はスリット t'' はスクリーン到達時刻

自由粒子の時間発展演算子

$$\hat{U}(t, t') = \exp[-i\hat{H}(t - t')], \quad \hat{H} = \frac{\hat{q}^2}{2m}$$

伝搬核

$$K(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}', t') := \langle \mathbf{r} | \hat{U}(t, t') | \mathbf{r}' \rangle$$

$$K(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}', t') = \frac{m}{2\pi i(t - t')} \exp\left[i \frac{m}{2(t - t')} |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2 \right]$$

横方向を2次元自由粒子として扱う際の有効質量(実質的にkパラ)

$$m := m_{\text{eff}} \quad \text{単位系} \quad m \equiv 1$$

$$\sigma_{\text{SPDC}} \ll \sigma_{\text{pump}}$$

$$\hbar = 1$$



横方向は「2次元自由粒子」と同型(有効質量)

(1) 自由粒子 (2次元) の時間発展の位相

$$\exp\left[-i \frac{p_{\perp}^2}{2m} t\right]$$

(2) 光の横方向で出てくる位相 (パラキシャル近似)

$$\exp\left[-i \frac{c q_{\perp}^2}{2k_{\parallel}} t\right]$$

(3) 対応関係 (同型性)

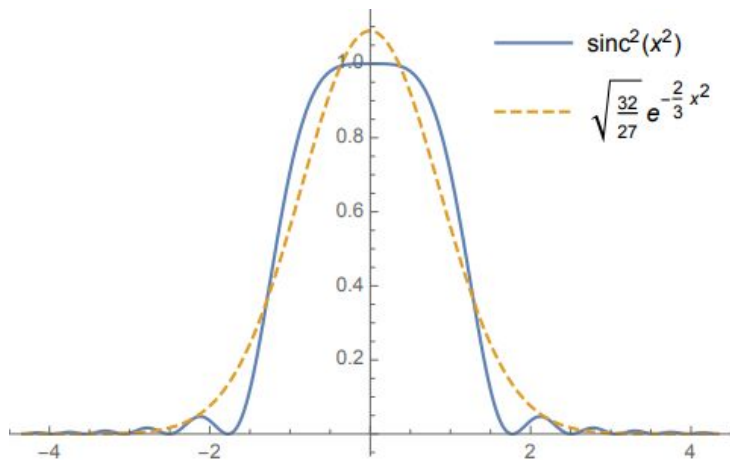
$$p_{\perp} = \hbar q_{\perp}, \quad m_{\text{eff}} = \frac{\hbar k_{\parallel}}{c}$$



ガウシアン近似

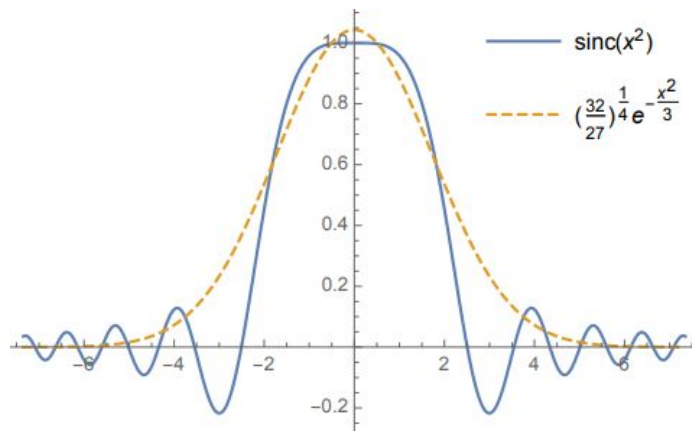
SPDC が生成する二光子の **横運動量空間での波動関数**

$$\Phi(\mathbf{q}_s, \mathbf{q}_i) = c_\Phi \operatorname{sinc}\left(\frac{l_z}{4\hbar^2|\mathbf{k}_p|}|\mathbf{q}_s - \mathbf{q}_i|^2\right) e^{-\sigma_p^2|\mathbf{q}_s + \mathbf{q}_i|^2/\hbar^2}$$



Φ を重みとして横運動量基底に展開したもの

$$|\Psi\rangle = N \iint d\mathbf{q}_s d\mathbf{q}_i \Phi(\mathbf{q}_s, \mathbf{q}_i) |\mathbf{q}_s\rangle |\mathbf{q}_i\rangle$$





前提: 初期状態 運動量の波動関数

$$\Psi_{\text{ini}}(\mathbf{q}', \mathbf{q}'') = \mathcal{N} \exp\left[-\frac{\sigma_{\text{pump}}}{2} (\mathbf{q}' + \mathbf{q}'')^2 - \frac{\sigma_{\text{SPDC}}}{2} (\mathbf{q}' - \mathbf{q}'')^2\right]$$

$$|\Psi_{\text{ini}}\rangle = \int d^2\mathbf{q}' \int d^2\mathbf{q}'' \Psi_{\text{ini}}(\mathbf{q}', \mathbf{q}'') |\mathbf{q}'\rangle |\mathbf{q}''\rangle$$

位相整合 sinc を近似

$$\langle \mathbf{q}', \mathbf{q}'' | \Psi_{\text{ini}} \rangle \propto \exp\left[-\frac{\sigma_{\text{SPDC}}}{2} (\mathbf{q}' - \mathbf{q}'')^2 - \frac{\sigma_{\text{pump}}}{2} (\mathbf{q}' + \mathbf{q}'')^2\right]$$



前提: 2粒子同時検出確率振幅

※スリット透過関数(ガウスでモデル化)は
先行研究と同じものを使用

$$t_1(y') = a'_t \left(\frac{e^{-(y'-d_1/2)^2/2\sigma_1^2}}{(2\pi)^{1/2}\sigma_1} + \frac{e^{-(y'+d_1/2)^2/2\sigma_1^2}}{(2\pi)^{1/2}\sigma_1} \right) \quad t_2(y'') = a''_t \left(\frac{e^{-(y''-d_2/2)^2/2\sigma_2^2}}{(2\pi)^{1/2}\sigma_2} + \frac{e^{-(y''+d_2/2)^2/2\sigma_2^2}}{(2\pi)^{1/2}\sigma_2} \right)$$

先行研究

$$A_{12} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \langle o_2 | l_2, y'' \rangle t_2(y'') \langle l_2, y'' | \langle o_1 | l_1, y' \rangle t_1(y') \langle l_1, y' | \Psi \rangle dy' dy'' \quad (2)$$

使用する2粒子同時検出確率振幅

$$A = \langle \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2 | \hat{U}_1(t, t') \hat{U}_2(t, t'') \int d^2\mathbf{r}' d^2\mathbf{r}'' t_1(\mathbf{r}') t_2(\mathbf{r}'') | \mathbf{r}', \mathbf{r}'' \rangle \langle \mathbf{r}', \mathbf{r}'' | \hat{U}_1(t', 0) \hat{U}_2(t'', 0) \rangle \\ \times \int d^2\mathbf{q}' d^2\mathbf{q}'' | \mathbf{q}', \mathbf{q}'' \rangle \langle \mathbf{q}', \mathbf{q}'' | \Psi_{\text{ini}} \rangle.$$

スリット

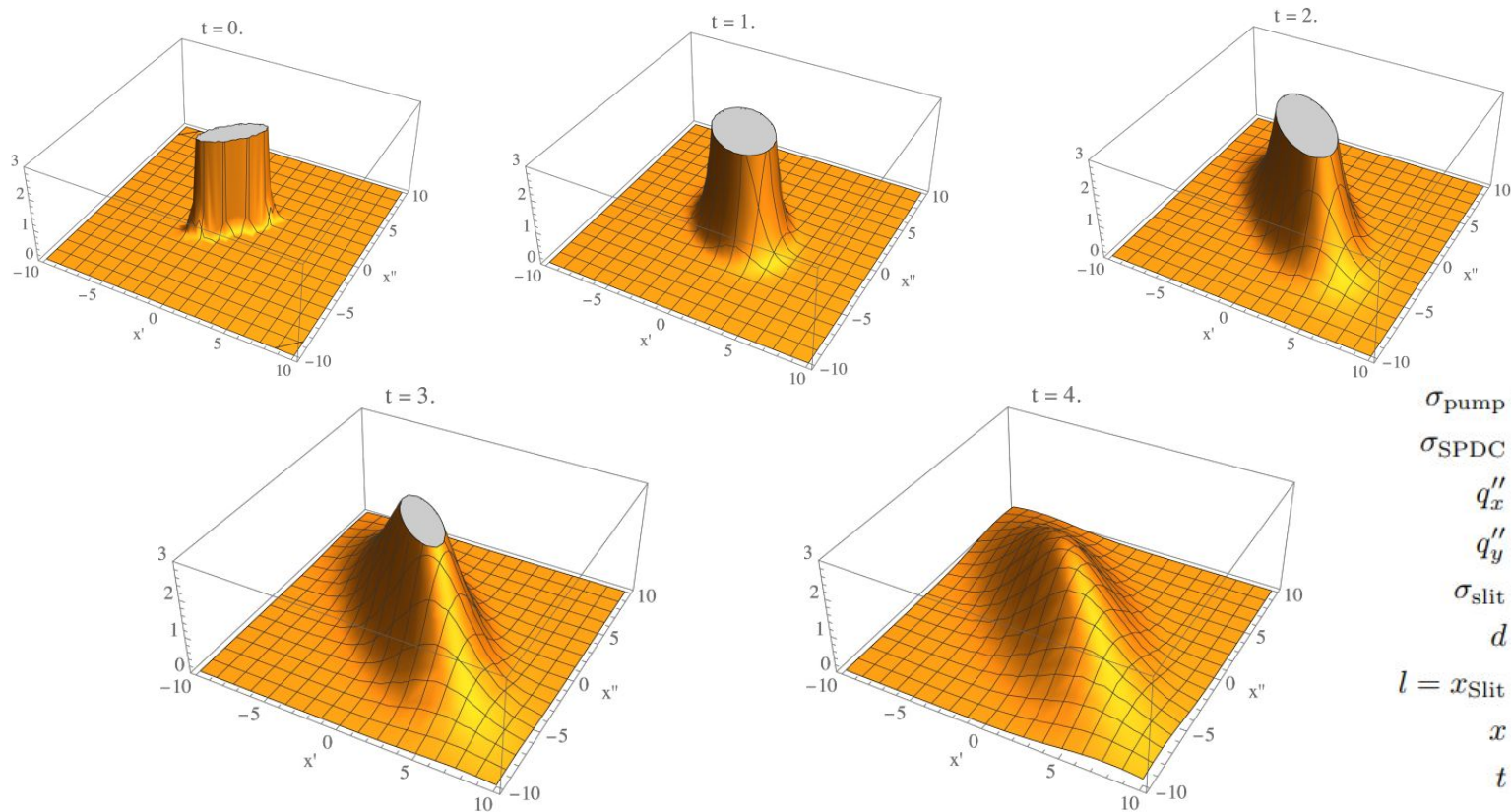
スクリーン

$$\mathbf{r}' := \begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix}, \quad \mathbf{r}'' := \begin{pmatrix} x'' \\ y'' \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{r}_1 := \begin{pmatrix} x_1 \\ y_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \ell + s \\ y_1 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{r}_2 := \begin{pmatrix} x_2 \\ y_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\ell - s \\ y_2 \end{pmatrix}$$



SPDCによるエンタングルした光子の初期状態からの位置状態の分布 (スリットにあたる前)





初期状態からの位置状態の分布

$$|A|^2 \propto \frac{4\pi^2 m^2 \exp\left[-m^2 \left(\frac{\sigma_{\text{pump}}(x'+x)^2}{4m^2\sigma_{\text{pump}}^2+t^2} + \frac{\sigma_{\text{SPDC}}(x-x')^2}{4m^2\sigma_{\text{SPDC}}^2+t^2} \right)\right]}{\sqrt{(4m^2\sigma_{\text{pump}}^2+t^2)(4m^2\sigma_{\text{SPDC}}^2+t^2)}}$$

$$v := x - x' \quad u := x + x'$$

$$|A|^2 \propto \frac{4\pi^2 m^2}{\sqrt{(4m^2\sigma_{\text{pump}}^2+t^2)(4m^2\sigma_{\text{SPDC}}^2+t^2)}} \exp[-\alpha_u(t)u^2 - \alpha_v(t)v^2]$$

$$\alpha_u(t) := \frac{m^2\sigma_{\text{pump}}}{4m^2\sigma_{\text{pump}}^2+t^2}, \quad \alpha_v(t) := \frac{m^2\sigma_{\text{SPDC}}}{4m^2\sigma_{\text{SPDC}}^2+t^2}.$$



t=0のとき

$$\sigma_{\text{pump}} \gg \sigma_{\text{SPDC}}$$

$$|A|^2 \propto \frac{\pi^2}{\sigma_{\text{pump}}\sigma_{\text{SPDC}}} \exp\left[-\frac{(x+x')^2}{4\sigma_{\text{pump}}} - \frac{(x-x')^2}{4\sigma_{\text{SPDC}}}\right]$$

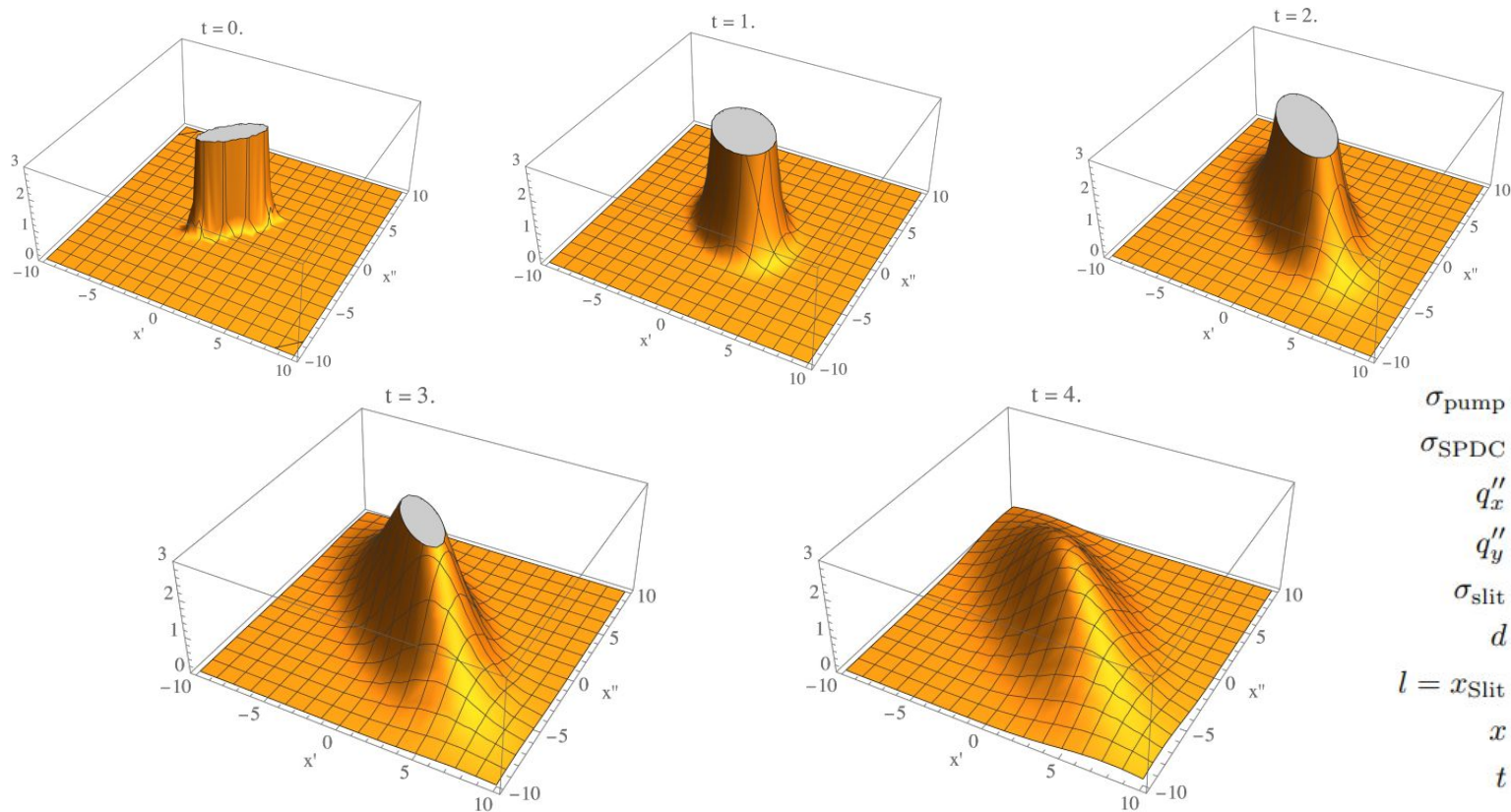
$(x-x')^2$ が強く効く。同じ位置にいたがる

t $\rightarrow\infty$ の極限をとると

$(x+x')^2$ が強く効く。反対位置にいたがる



SPDCによるエンタングルした光子の初期状態からの位置状態の分布 (スリットにあたる前)



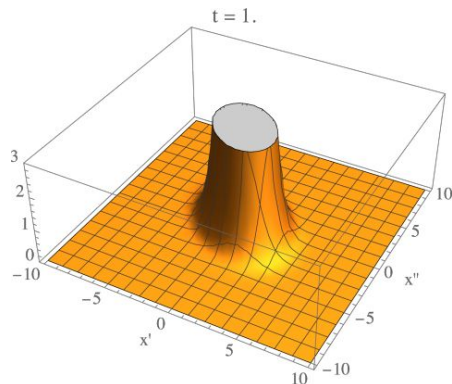
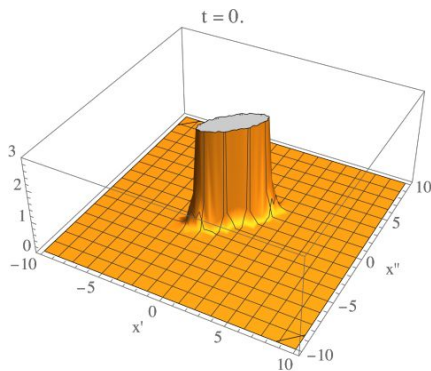
$$\begin{aligned}\sigma_{\text{pump}} &= 30, \\ \sigma_{\text{SPDC}} &= 0.01, \\ q_x'' &= -3, \\ q_y'' &= 0, \\ \sigma_{\text{slit}} &= 0.1, \\ d &= 3, \\ l = x_{\text{slit}} &= 5, \\ x &= 15, \\ t &= 5.\end{aligned}$$



相関楕円の主軸の入れ替わり: 2つの曲率が等しくなる条件

$$\frac{m^2 \sigma_{\text{pump}}}{4m^2 \sigma_{\text{pump}}^2 + t^2} = \frac{m^2 \sigma_{\text{SPDC}}}{4m^2 \sigma_{\text{SPDC}}^2 + t^2} \quad t_{\text{swap}}^2 = 4m^2 \sigma_{\text{pump}} \sigma_{\text{SPDC}}, \quad t_{\text{swap}} = 2m \sqrt{\sigma_{\text{pump}} \sigma_{\text{SPDC}}}$$

$$t_{\text{swap}} = 2 \cdot 1 \cdot \sqrt{1 \cdot 0.1} = 2\sqrt{0.1} \approx 2 \times 0.3162 \approx 0.632$$



$$\begin{aligned} \sigma_{\text{pump}} &= 30, \\ \sigma_{\text{SPDC}} &= 0.01, \\ q_x'' &= -3, \\ q_y'' &= 0, \\ \sigma_{\text{slit}} &= 0.1, \\ d &= 3, \\ l = x_{\text{slit}} &= 5, \\ x &= 15, \\ t &= 5. \end{aligned}$$



前提: 粒子 2 を $\mathbf{q}'' = \mathbf{q}_0$ に固定して条件付けた粒子 1 の確率密度の時間発展

粒子 2 固定を条件付けた粒子 1 の状態ベクトル $|\psi_{\text{cond}}(\mathbf{q}_0)\rangle \propto (\hat{I}_1 \otimes {}_2\langle \mathbf{q}_0 |) |\Psi_{\text{ini}}\rangle$

運動量波動関数の射影結果

$$\psi_{\text{cond}}(\mathbf{q} | \mathbf{q}_0) := {}_2\langle \mathbf{q} | \psi_{\text{cond}}(\mathbf{q}_0)\rangle \propto \exp\left[-\frac{\sigma_{\text{SPDC}}}{2}(\mathbf{q} - \mathbf{q}_0)^2 - \frac{\sigma_{\text{pump}}}{2}(\mathbf{q} + \mathbf{q}_0)^2\right]$$

$$\psi_{\text{in}}(\mathbf{r}', t' | \mathbf{q}_0) := \mathcal{N} \int \frac{d^2\mathbf{q}}{2\pi} \exp\left[i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}' - \frac{i|\mathbf{q}|^2}{2m}t' - \frac{\sigma_{\text{SPDC}}}{2}(\mathbf{q} - \mathbf{q}_0)^2 - \frac{\sigma_{\text{pump}}}{2}(\mathbf{q} + \mathbf{q}_0)^2\right]$$

スリット有

$$\psi_{\text{slit}}(\mathbf{r}_1, t | \mathbf{q}_0) = \int d^2\mathbf{r}' K(\mathbf{r}_1, t; \mathbf{r}', t') t_1(\mathbf{r}') \psi_{\text{in}}(\mathbf{r}', t' | \mathbf{q}_0)$$

スリットなし

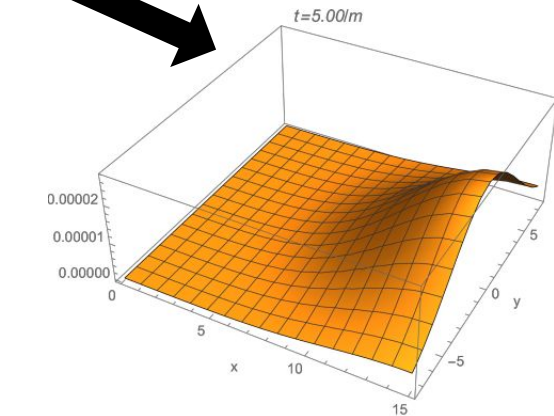
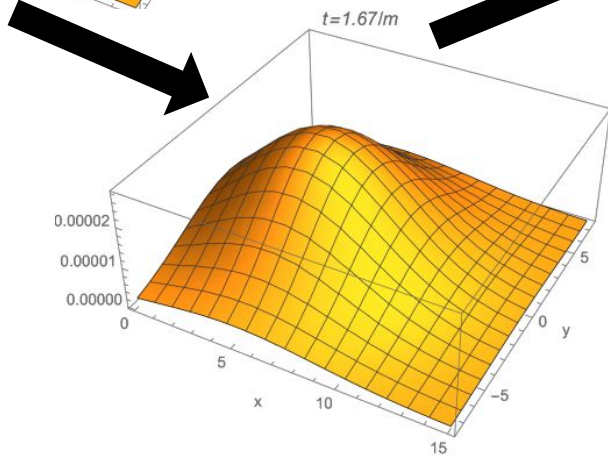
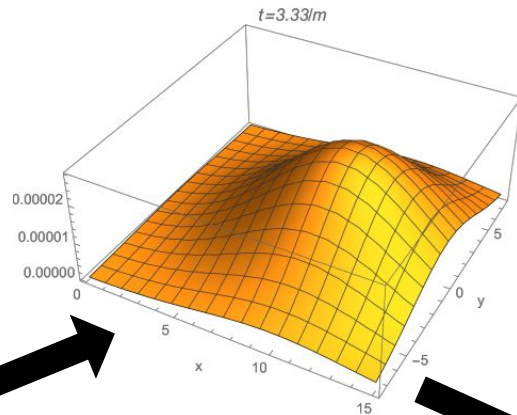
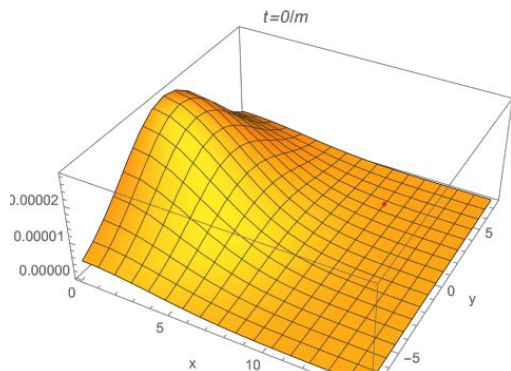
$$t_1(\mathbf{r}') \equiv 1 \implies \hat{T}_1 = \int d^2\mathbf{r}' t_1(\mathbf{r}') |\mathbf{r}'\rangle \langle \mathbf{r}'| = \int d^2\mathbf{r}' |\mathbf{r}'\rangle \langle \mathbf{r}'| = \hat{I}_1$$

$$\psi_{\text{free}}(\mathbf{r}_1, t | \mathbf{q}_0) = \langle \mathbf{r}_1 | \hat{U}_1(t, 0) | \psi_{\text{cond}}(\mathbf{q}_0)\rangle, \quad \rho_{\text{free}}(\mathbf{r}_1, t | \mathbf{q}_0) = |\psi_{\text{free}}(\mathbf{r}_1, t | \mathbf{q}_0)|^2$$

$$\psi_{\text{free}}(\mathbf{r}_1, t | \mathbf{q}_0) = \int d^2\mathbf{r}' K(\mathbf{r}_1, t; \mathbf{r}', t') \psi_{\text{in}}(\mathbf{r}', t' | \mathbf{q}_0)$$



q''は固定してq'についてみる slitを置いていない状態

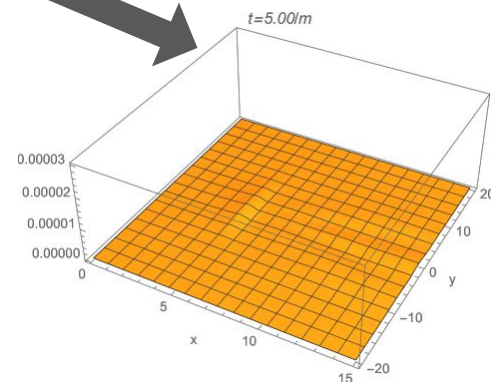
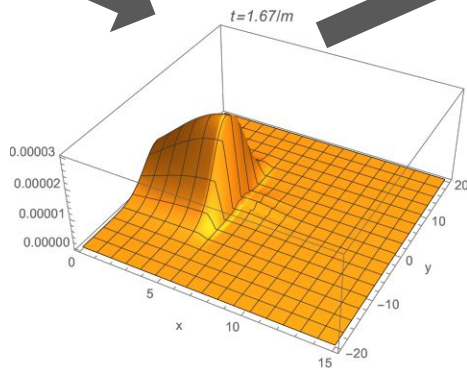
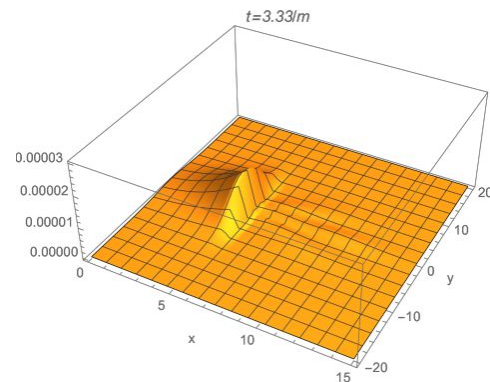
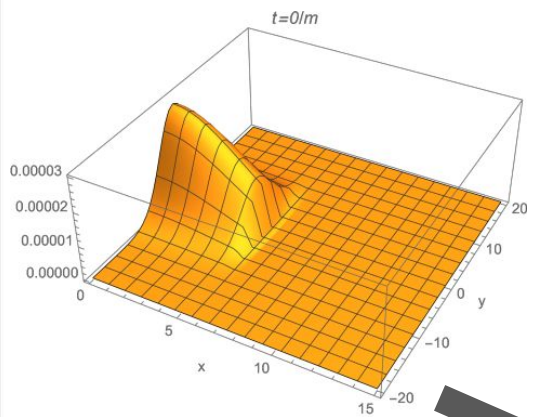


$\sigma_{\text{pump}} = 30,$
 $\sigma_{\text{SPDC}} = 0.01,$
 $q''_x = -3,$
 $q''_y = 0,$
 $\sigma_{\text{slit}} = 0.1,$
 $d = 3,$
 $l = x_{\text{slit}} = 5,$
 $x = 15,$
 $t = 5.$



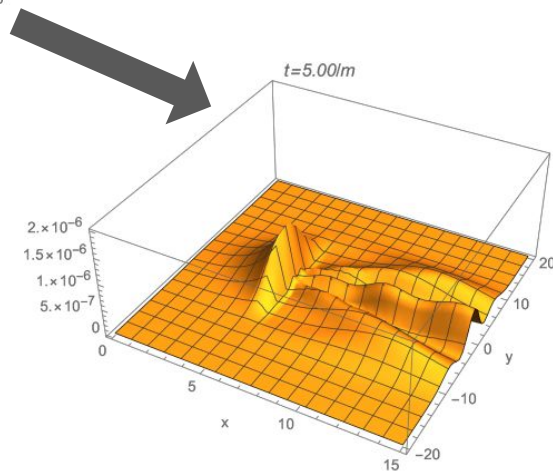
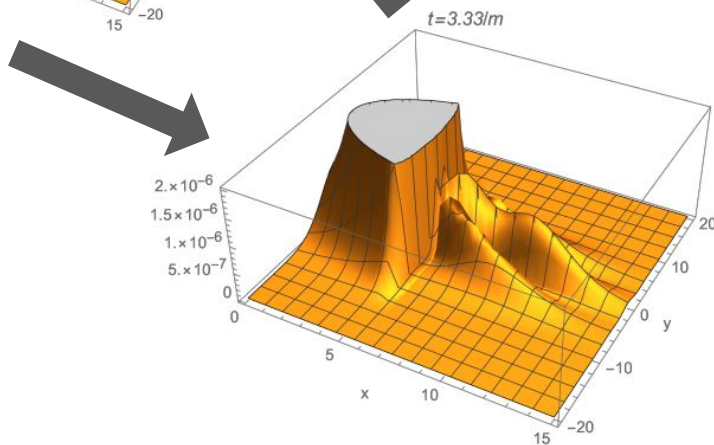
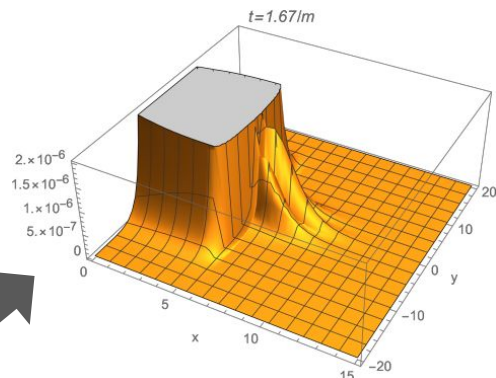
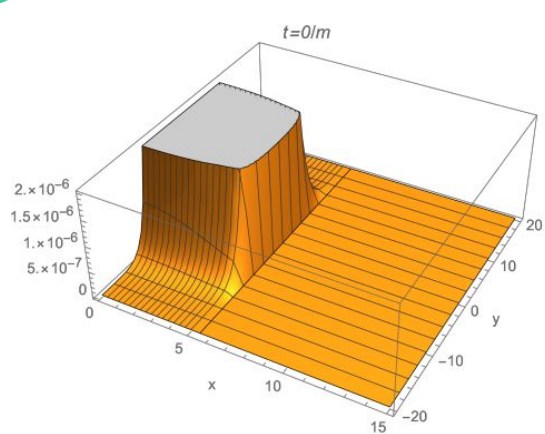
q''は固定してq'についてみる スリットを置く(x=5)

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{pump}} &= 30, \\ \sigma_{\text{SPDC}} &= 0.01, \\ q''_x &= -3, \\ q''_y &= 0, \\ \sigma_{\text{slit}} &= 0.1, \\ d &= 3, \\ l = x_{\text{slit}} &= 5, \\ x &= 15, \\ t &= 5.\end{aligned}$$





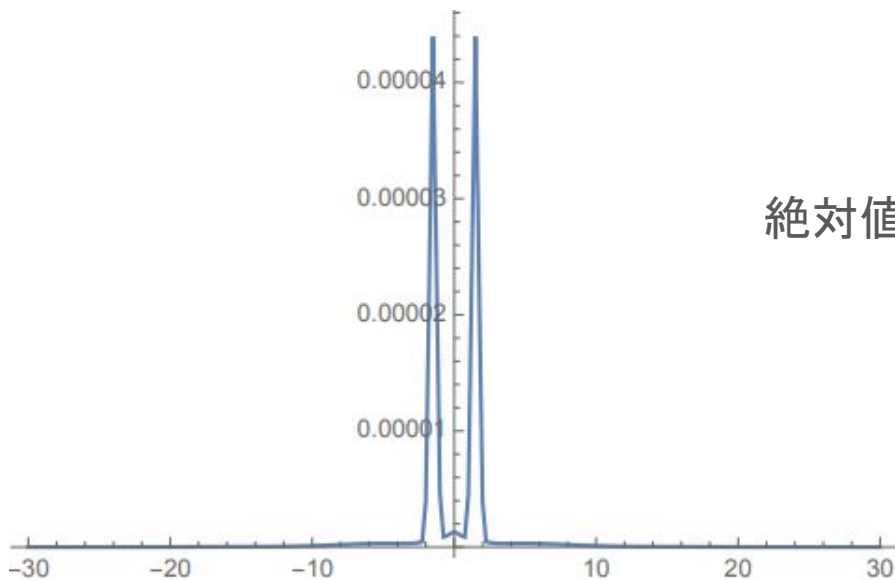
片方だけみる スリットを置く(x=5)



$$\begin{aligned}\sigma_{\text{pump}} &= 30, \\ \sigma_{\text{SPDC}} &= 0.01, \\ q_x'' &= -3, \\ q_y'' &= 0, \\ \sigma_{\text{slit}} &= 0.1, \\ d &= 3, \\ l = x_{\text{slit}} &= 5, \\ x &= 15, \\ t &= 5.\end{aligned}$$



二峰性: $t - t'$ が非常に小さい時の過大寄与



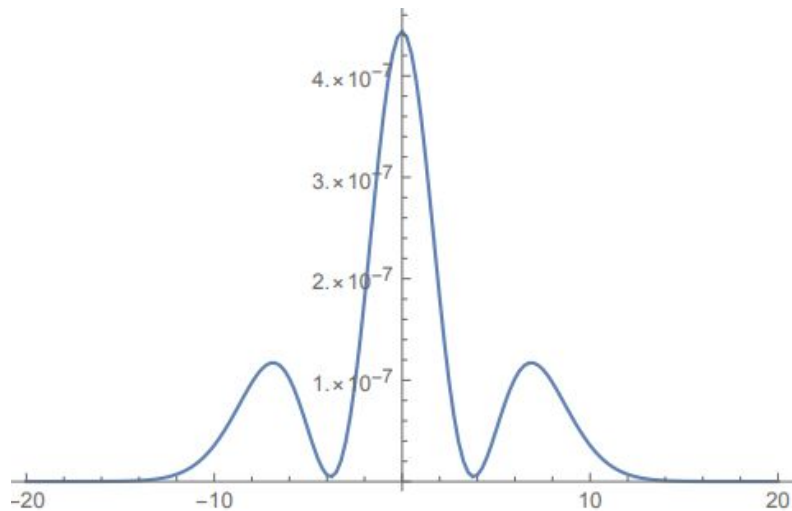
絶対値にとって2乗してから時間積分

スリット到達時刻、スクリーン到達時刻の決め打ちにより解消できる

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{pump}} &= 30, \\ \sigma_{\text{SPDC}} &= 0.01, \\ q_x'' &= -3, \\ q_y'' &= 0, \\ \sigma_{\text{slit}} &= 0.1, \\ d &= 3, \\ l = x_{\text{slit}} &= 5, \\ x &= 15, \\ t &= 5.\end{aligned}$$



二峰性の解消



確率平均(絶対値2乗してから時間積分)に対し, 到達可能性カット $t - t' \geq \tau_{\min}(x)$, すなわち $t - t' \rightarrow 0$ 近傍の非物理的寄与を除外して評価した分布

$$\tau_{\min}(x) \simeq \frac{m}{p} |x - l|$$

$$\sigma_{\text{pump}} = 30,$$

$$\sigma_{\text{SPDC}} = 0.01,$$

$$q_x'' = -3,$$

$$q_y'' = 0,$$

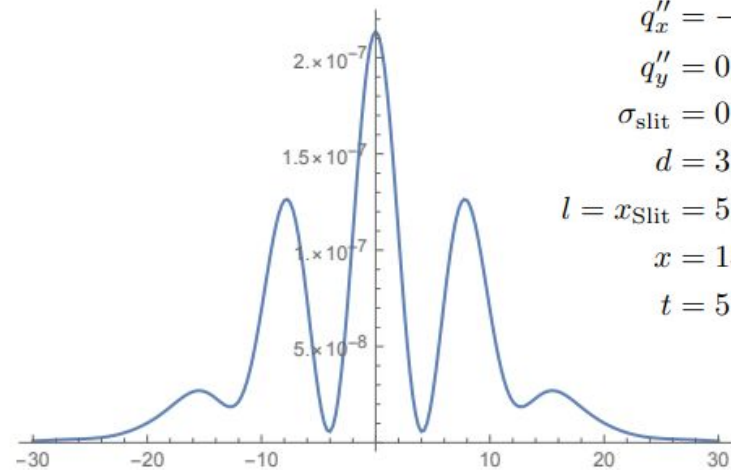
$$\sigma_{\text{slit}} = 0.1,$$

$$d = 3,$$

$$l = x_{\text{slit}} = 5,$$

$$x = 15,$$

$$t = 5.$$

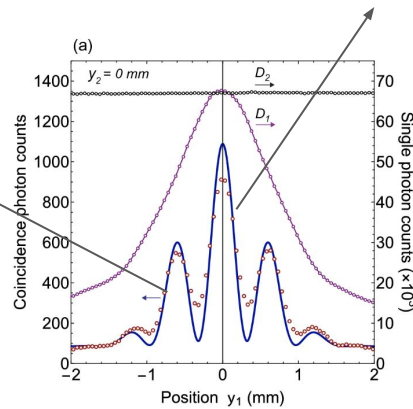
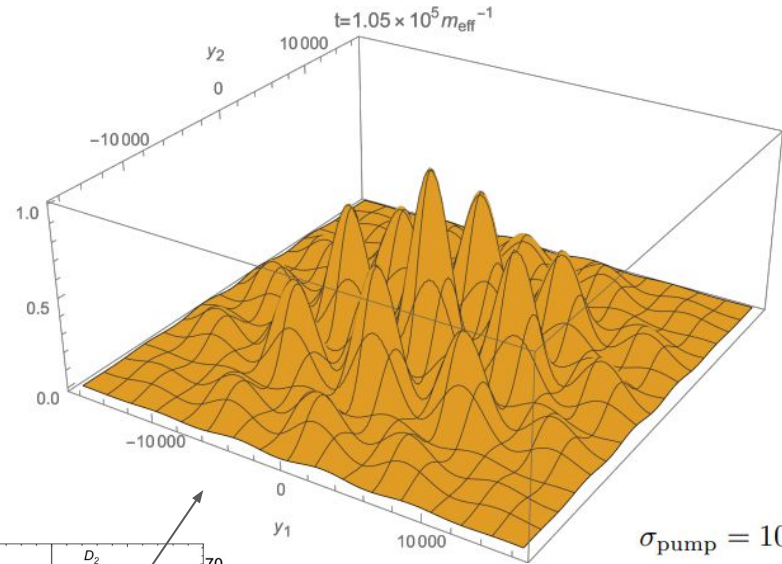
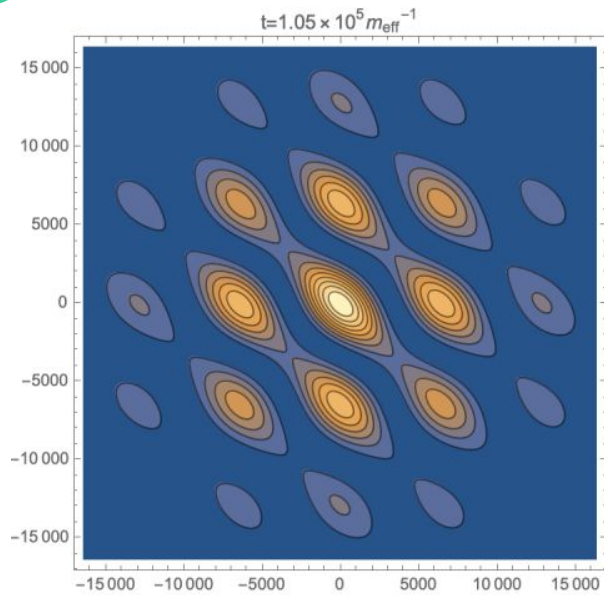


振幅平均(時間積分してから絶対値二乗)により評価した分布の例。t' の異なる寄与をコヒーレントに重ね合わせた後に強度を作るため, 位相相殺が働き, t - t' が小さいものの過大寄与が出にくい。



両方を同時に見る

$$A = \langle \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2 | \hat{U}_1(t, t') \hat{U}_2(t, t'') \int d^2 \mathbf{r}' d^2 \mathbf{r}'' t_1(\mathbf{r}') t_2(\mathbf{r}'') | \mathbf{r}', \mathbf{r}'' \rangle \langle \mathbf{r}', \mathbf{r}'' | \hat{U}_1(t', 0) \hat{U}_2(t'', 0) \times \int d^2 \mathbf{q}' d^2 \mathbf{q}'' | \mathbf{q}', \mathbf{q}'' \rangle \langle \mathbf{q}', \mathbf{q}'' | \Psi_{\text{ini}} \rangle. \quad \text{2粒子同時確率振幅}$$

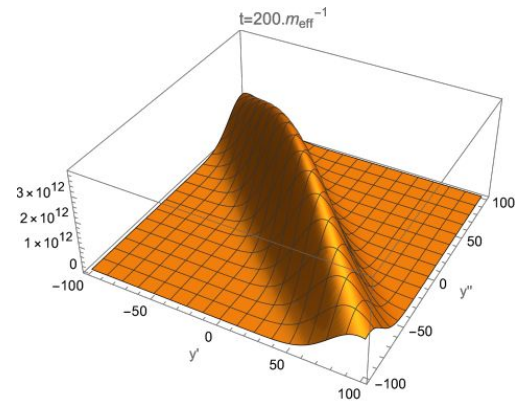
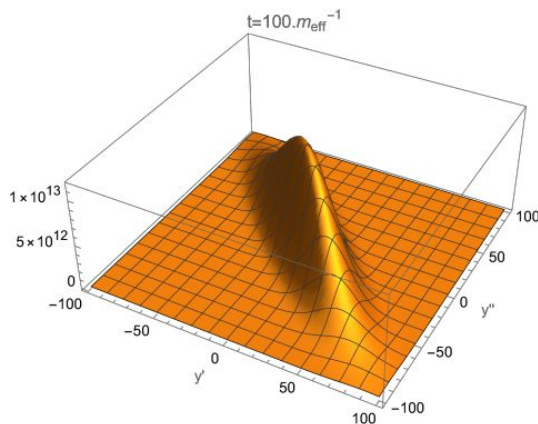
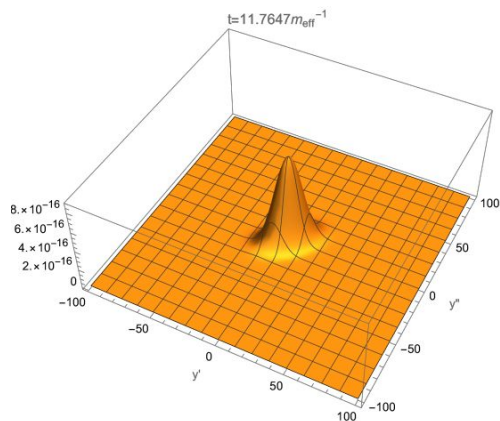


- $\sigma_{\text{pump}} = 10^4,$
- $\sigma_{\text{SPDC}} = 10^3,$
- $x_{\text{screen}} = 4 \times 10^6,$
- $l = x_{\text{slit}} = 10^2,$
- $d = 10^2,$
- $\sigma_{\text{slit}} = 10^2,$
- $t_{\text{slit}} = 26.2,$
- $t_{\text{screen}} = 1.05 \times 10^5.$

時刻決め打ち



初期状態からの位置状態の分布 (スリットを置く前: 別パラメータ)



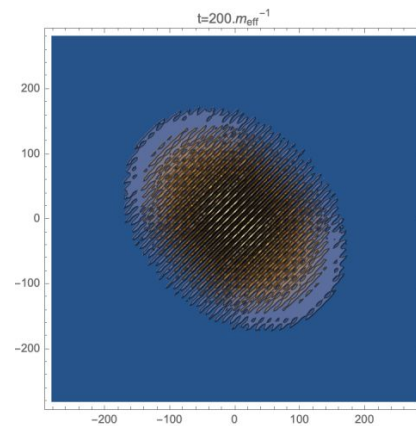
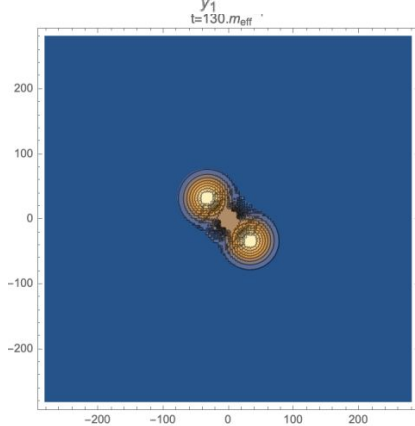
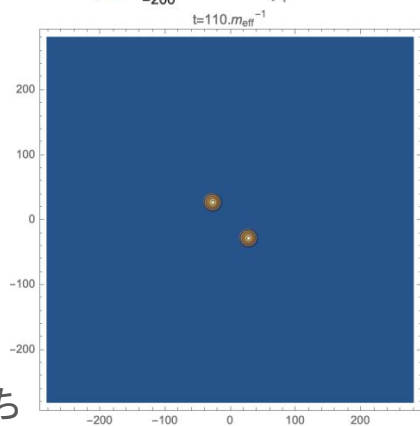
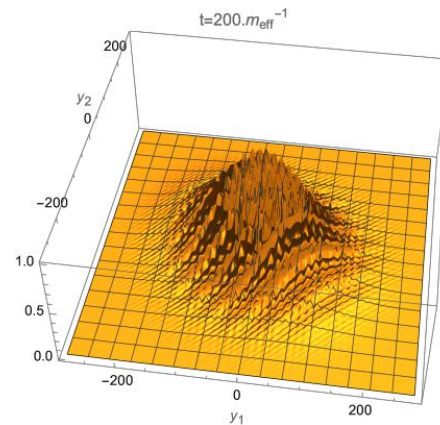
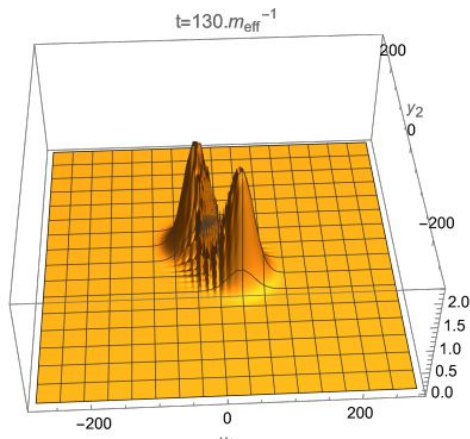
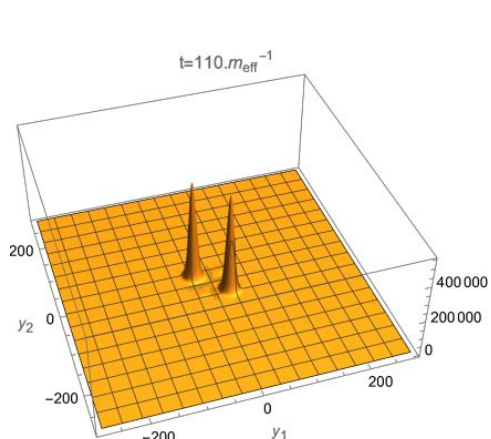
時刻決め打ち

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{pump}} &= 10^2, \\ \sigma_{\text{SPDC}} &= 10^0, \\ x_{\text{Screen}} &= 100, \\ l = x_{\text{Slit}} &= 50, \\ d &= 50, \\ \sigma_{\text{slit}} &= 1, \\ t_{\text{Slit}} &= 100, \\ t_{\text{screen}} &= 200.\end{aligned}$$



スリット通過後の二光子分布の時間発展 スリットを50,スクリーンを100に置いたあと

$\sigma_{\text{pump}} = 10^2,$
 $\sigma_{\text{SPDC}} = 10^0,$
 $x_{\text{Screen}} = 100,$
 $l = x_{\text{Slit}} = 50,$
 $d = 50,$
 $\sigma_{\text{slit}} = 1,$
 $t_{\text{slit}} = 100,$
 $t_{\text{screen}} = 200.$



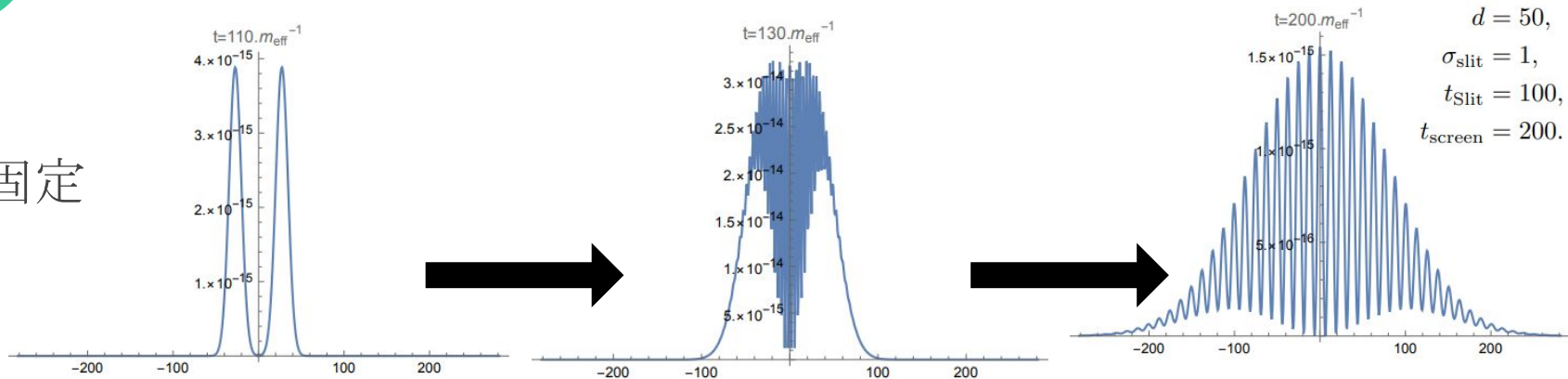
時刻決め打ち



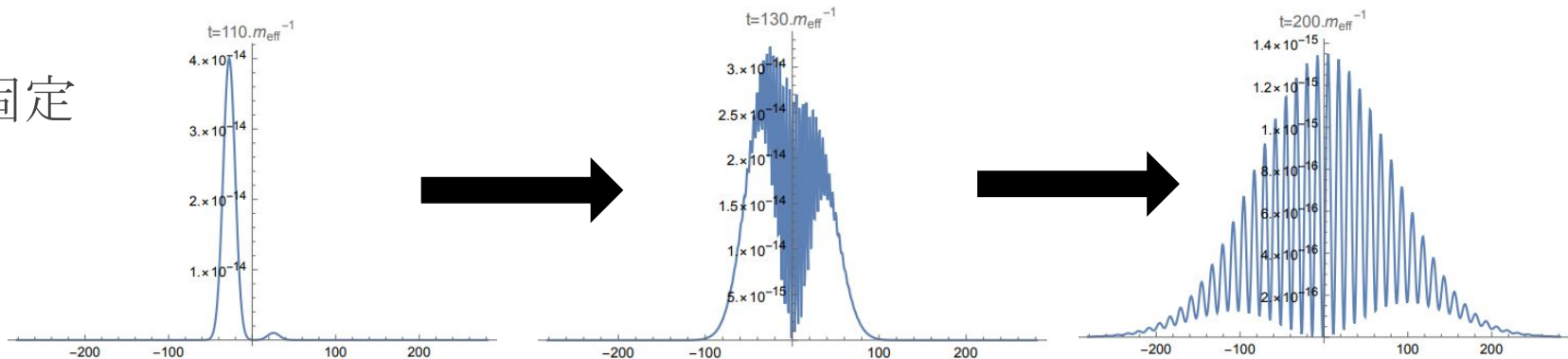
slit通過後

$\sigma_{\text{pump}} = 10^2$,
 $\sigma_{\text{SPDC}} = 10^0$,
 $x_{\text{Screen}} = 100$,
 $l = x_{\text{Slit}} = 50$,
 $d = 50$,
 $\sigma_{\text{slit}} = 1$,
 $t_{\text{Slit}} = 100$,
 $t_{\text{screen}} = 200$.

y2=0で固定



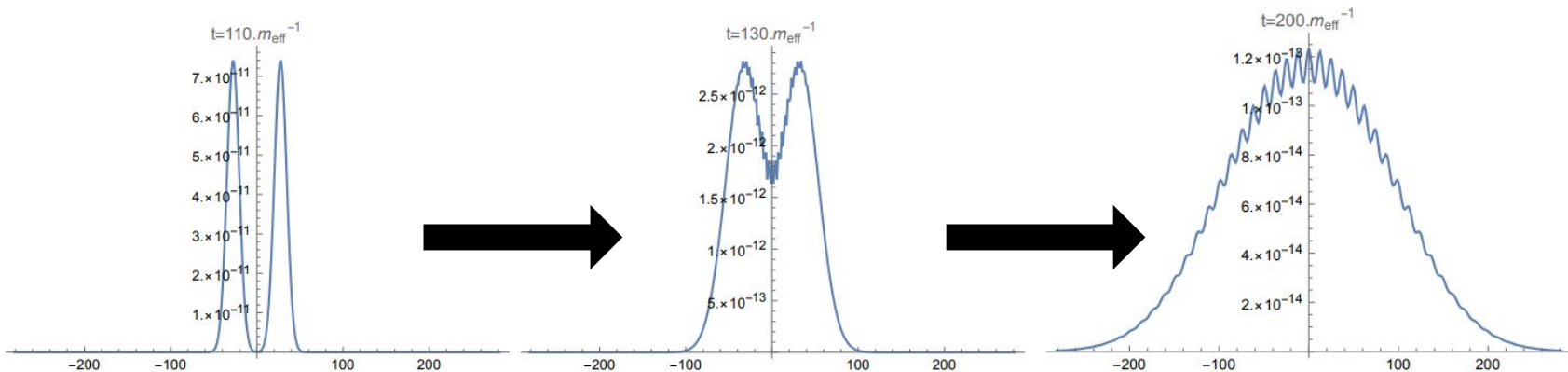
y2=5で固定



時刻決め打ち



y2を足し合わせたもの

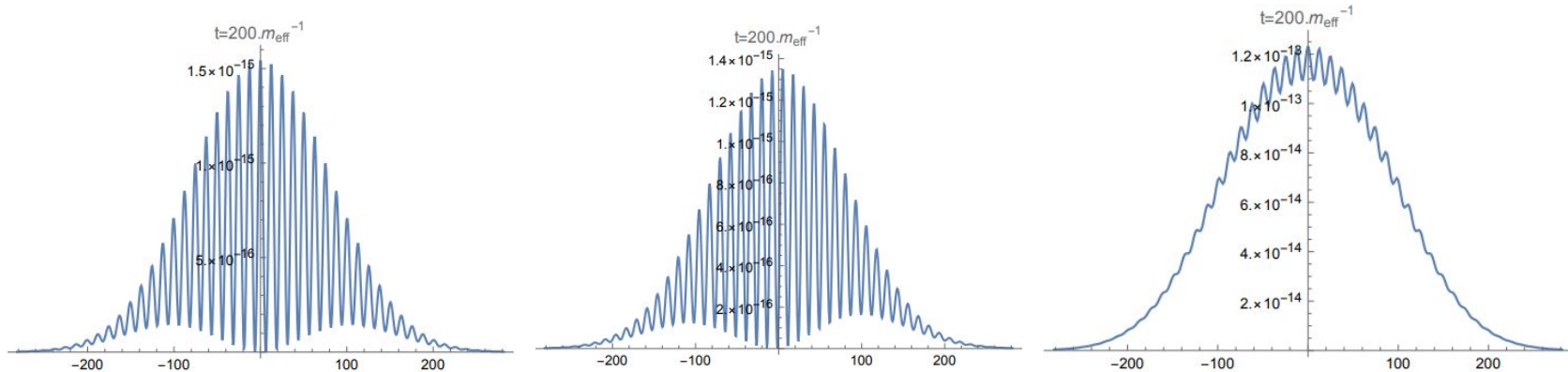


時刻決め打ち

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{pump}} &= 10^2, \\ \sigma_{\text{SPDC}} &= 10^0, \\ x_{\text{Screen}} &= 100, \\ l = x_{\text{Slit}} &= 50, \\ d &= 50, \\ \sigma_{\text{slit}} &= 1, \\ t_{\text{Slit}} &= 100, \\ t_{\text{screen}} &= 200.\end{aligned}$$



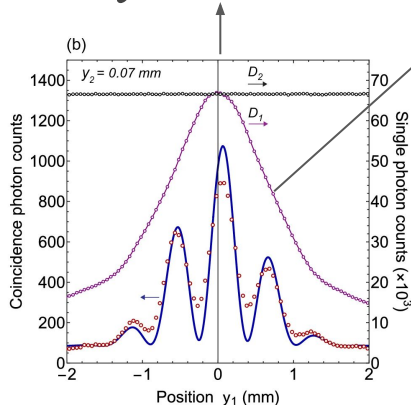
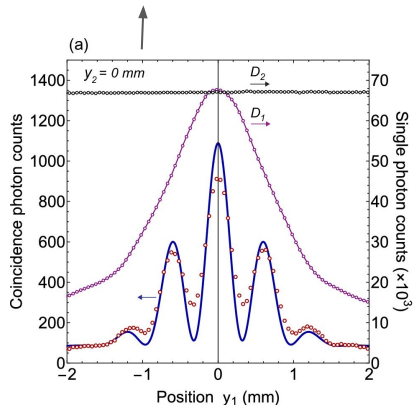
それぞれの確率密度



$y_2=0$ で固定

$y_2=5$ で固定

y_2 を足し合わせ



- $\sigma_{\text{pump}} = 10^2,$
- $\sigma_{\text{SPDC}} = 10^0,$
- $x_{\text{Screen}} = 100,$
- $l = x_{\text{Slit}} = 50,$
- $d = 50,$
- $\sigma_{\text{slit}} = 1,$
- $t_{\text{Slit}} = 100,$
- $t_{\text{screen}} = 200.$

まとめ



01

時間発展を取り入れても
先行研究と矛盾ない結果は
得られた

02

まだ先行研究にある試せてい
ない状況もある

03

スリット通過時刻の扱い方が
よくわかってない

先行研究の結論

単一光子(エンタングルした光子の片方のみ)では干渉が消える



二光子(エンタングルした光子のペア)の同時検出では干渉が現れる



which-path 情報を得ると干渉が完全に消える



展望

- t' の **区別可能性**が、平均の順序を決める
 - 区別可能 \rightarrow 確率平均 ($\int |A|^2$)
 - 区別不能 \rightarrow 振幅平均 ($|\int A|^2$)
- “二峰性”は、 $\Delta t = t - t' \rightarrow 0$ 近傍寄与の扱いに敏感
 \rightarrow **装置の有限分解能 / 帯域**と結びつけて解釈する
- 統一式： $D(t', t'')$ を導入して連続補間
 - $D = 1$ (完全コヒーレント) $\leftrightarrow D \propto \delta(t' - t'')$ (完全インコヒーレント)
- 吸収 (複素ポテンシャル等) ・ 散乱を入れることで
which-time / which-path 情報の漏れをモデル化
- 指標：干渉可視性、二峰性の頑健性、パラメータ依存 (分解能・吸収強度)

ご清聴ありがとう
ございました

