高エネルギー衝突での2粒子間相関関数における共鳴状態の影響

渡辺 蒼大, 兵藤 哲雄

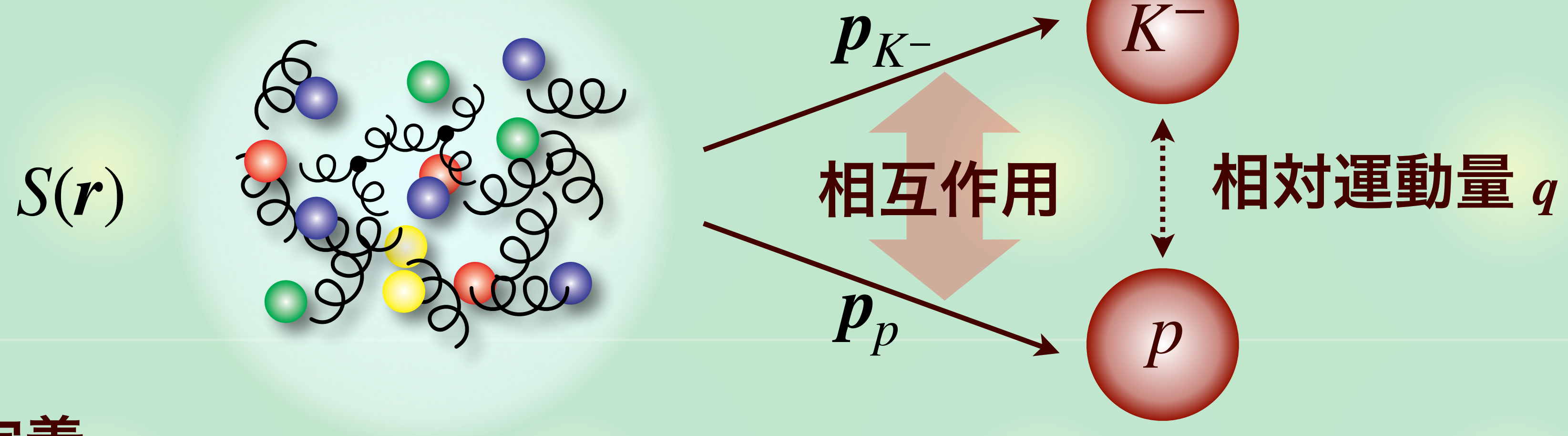
東京都立大学

2025, Mar. 18th

相関関数とKP公式

高エネルギー衝突での相関関数 $C(q)$：ハドロン間相互作用

S. Cho, et al., ExHIC collaboration, PPNP 95, 279 (2017)



- 定義

$$C(q) = \frac{N_{K^-p}(\boldsymbol{p}_{K^-}, \boldsymbol{p}_p)}{N_{K^-}(\boldsymbol{p}_{K^-}) N_p(\boldsymbol{p}_p)}$$

（相互作用/量子統計が無ければ = 1）

- KP (Koonin-Pratt) 公式

S.E. Koonin, PLB 70, 43 (1977); S. Pratt, PRD 33, 1314 (1986)

$$C(\boldsymbol{q}) \simeq \int d^3r\, S(\boldsymbol{r})\, |\Psi_{\boldsymbol{q}}^{(-)}(\boldsymbol{r})|^2$$

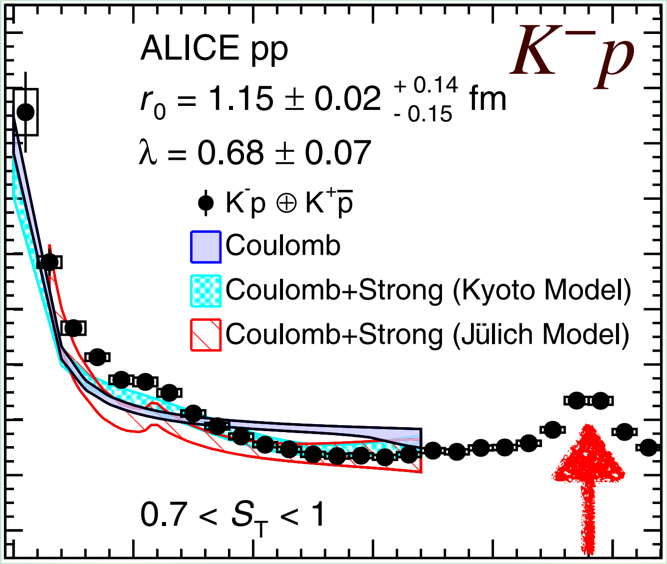
ソース関数 $S(\boldsymbol{r})$ <—> 波動関数 $\Psi_{\boldsymbol{q}}^{(-)}(\boldsymbol{r})$ (相互作用)

導入：共鳴状態の寄与

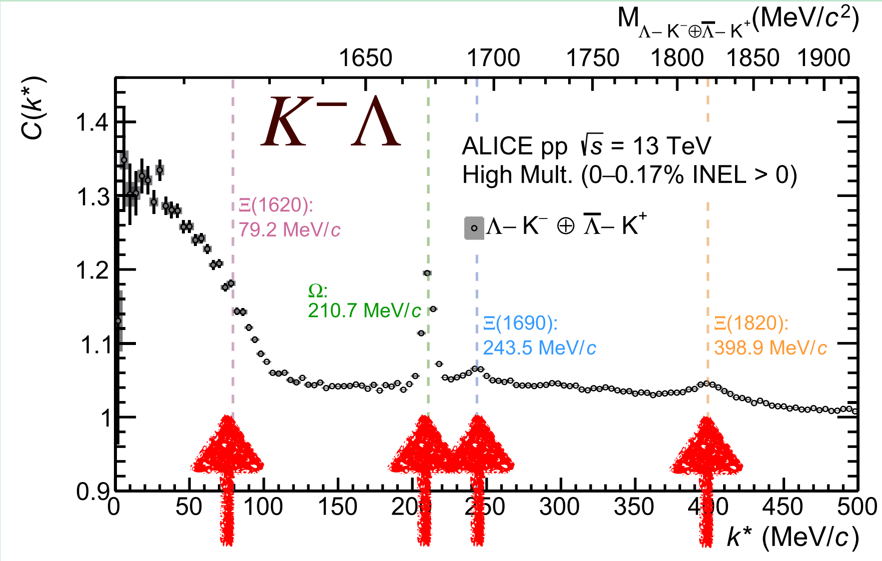
相関関数における共鳴状態

共鳴状態のピークの観測（$\ell = 0$ および $\ell \neq 0$）

ALICE collaboration, PRL 124, 092301 (2020); PLB845, 138145 (2023)



$\Lambda(1520)$：d波



$\Xi(1620)$, $\Xi(1690)$: s波

Ω：p波（弱崩壊），$\Xi(1820)$: d波

問題：

- 共鳴状態はBreit-WignerでOK？ピークの起源は？
- c.f. 高次部分波の寄与（今回はs波に注目）

K. Murase, T. Hyodo, J. Subatomic Part. Cosmol. 3, 100017 (2025)

有効レンジ展開による散乱振幅

有効レンジ展開の散乱振幅の極（s波）

T. Hyodo, PRL 111, 132002 (2013),
T. Kinugawa, T. Hyodo, arXiv:2403.12635 [nucl-th]

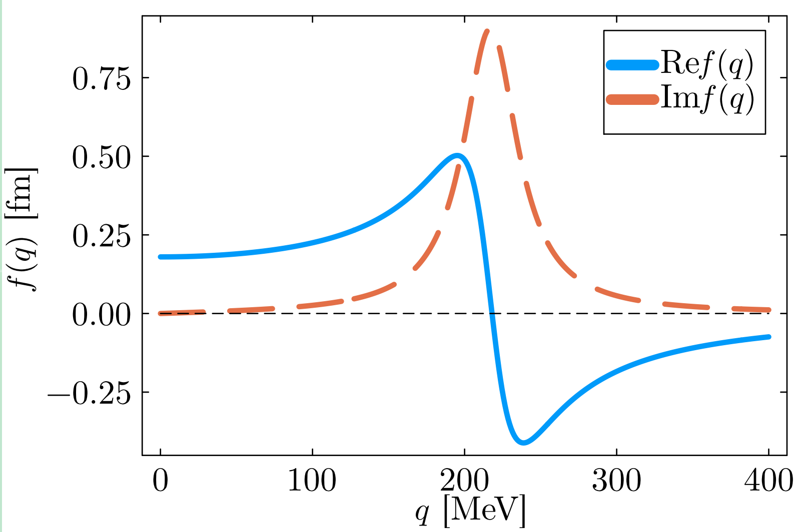
$$f(q) = \frac{1}{-\frac{1}{a_0} + \frac{r_e}{2}q^2 - iq}, \quad q^{\pm} = \frac{i}{r_e} \pm \frac{1}{r_e}\sqrt{\frac{2r_e}{a_0} - 1 + i0^+}$$

- 共鳴解の条件 ($-\pi/4 < \arg(q^-) < 0$)

$$r_e < a_0 < 0$$

$a_0 = -0.18$ fm, $r_e = -9.1$ fm の場合

$$q^- = 217 - 21i \text{ MeV}$$



$f(E)$ はBreit-Wigner型共鳴振幅

—> 散乱断面積 $\sigma \propto \mathrm{Im}\, f(E)$ のピーク

相関関数における共鳴状態（LL公式）

LL公式：相関関数を散乱振幅の実部＋虚部で表現

R. Lednicky, V.L. Lyuboshits, Yad. Fiz. 35, 1316 (1981);
K. Murase, T. Hyodo, J. Subatomic Part. Cosmol. 3, 100017 (2025)

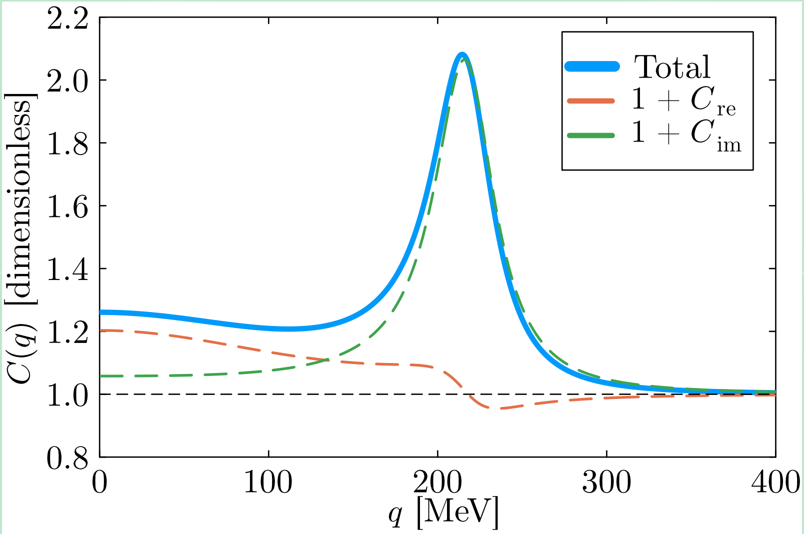
$$C(q) = 1 + \frac{|f(q)|^2}{2R^2}F_3(r_e/R) + \frac{2\mathrm{Re}\, f(q)}{\sqrt{\pi}R}F_1(2qR) - \frac{\mathrm{Im}\, f(q)}{R}F_2(2qR)$$

$$= 1 + \underbrace{\frac{2\mathrm{Re}\, f(q)}{\sqrt{\pi}R}F_1(2qR)}_{C_{\mathrm{re}}(q)} + \underbrace{\frac{\mathrm{Im}\, f(q)}{2qR^2}\left(e^{-(2qR)^2} - \frac{r_e}{2\sqrt{\pi}R}\right)}_{C_{\mathrm{im}}(q)}$$

共鳴極を持つ散乱振幅を代入

$$q^- = 217 - 21i \ \ \mathrm{MeV}$$

S. Watanabe, T. Hyodo, in preparation



相関関数のピーク（虚部）+ バックグラウンド（実部）

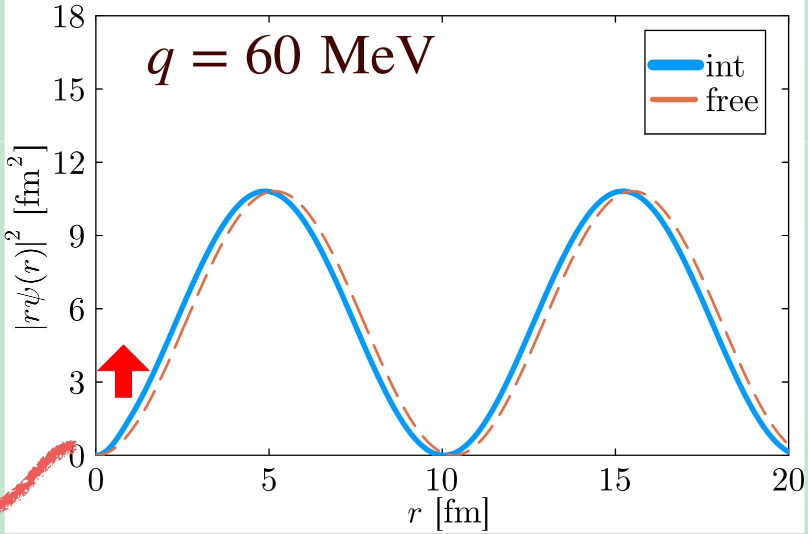
波動関数と相関（引力）

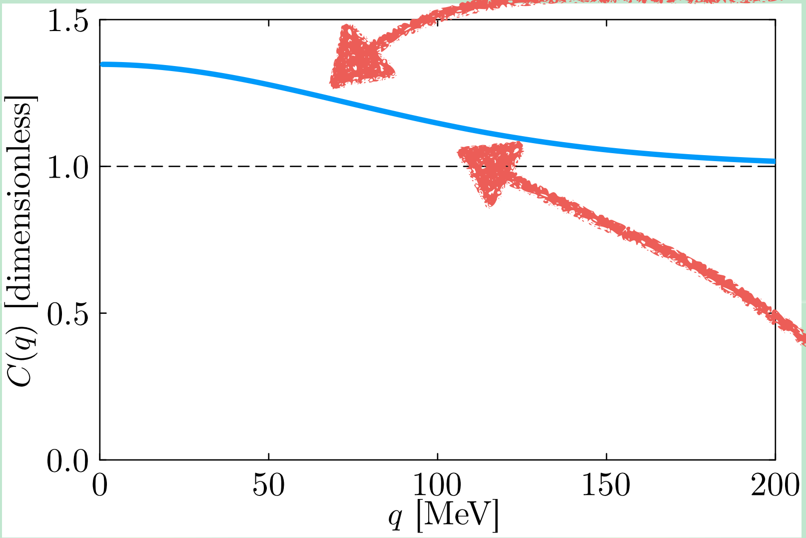
引力井戸型 $b = 1\ \mathrm{fm},\ V_0 = -27\ \mathrm{MeV}$

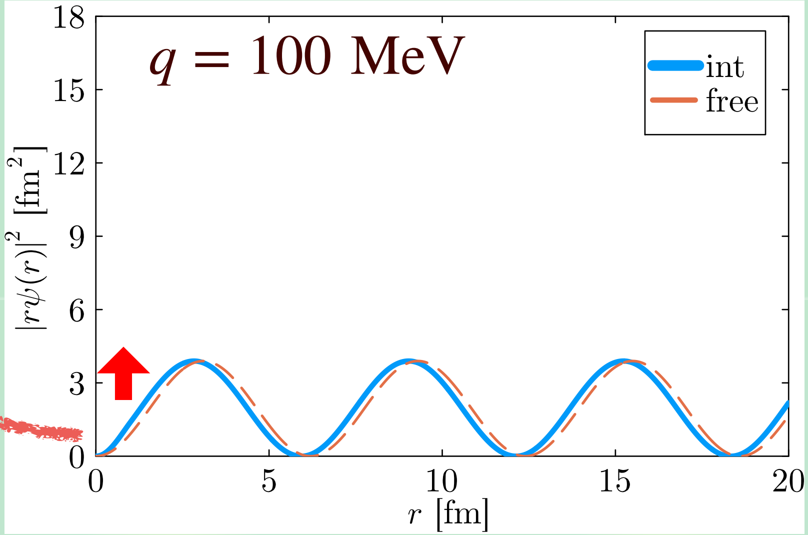
$$V(r) = \begin{cases} V_0 & (0 \le r \le b) \\ 0 & (b < r) \end{cases}$$

- ソースサイズ $R = 1\ \mathrm{fm}$

$$C(q) \simeq 1 + \int_0^\infty dr\, S(r)\{\,|r\psi_q(r)|^2 - \sin^2(qr)\}$$





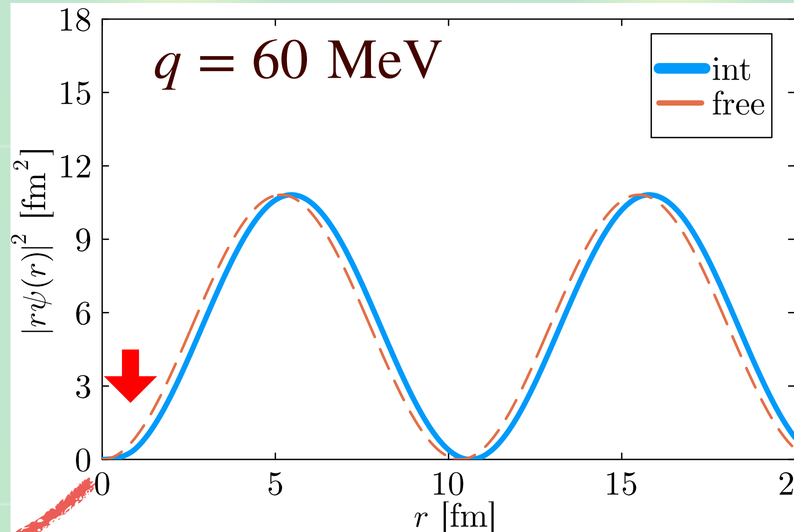


波動関数が引き込まれ $r \lesssim R$ **で増大 —> 相関** $C(q)$ **が増大**

波動関数と相関（斥力）

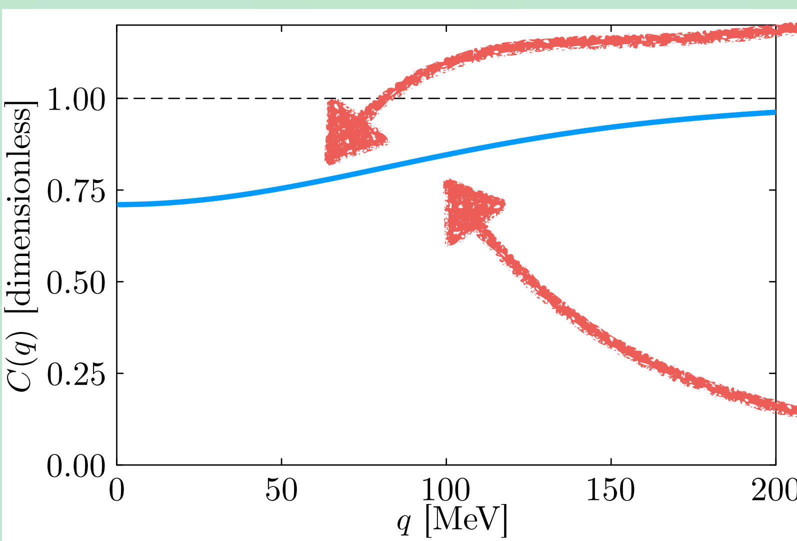
斥力井戸型 $b = 1$ fm, $V_0 = 58$ MeV

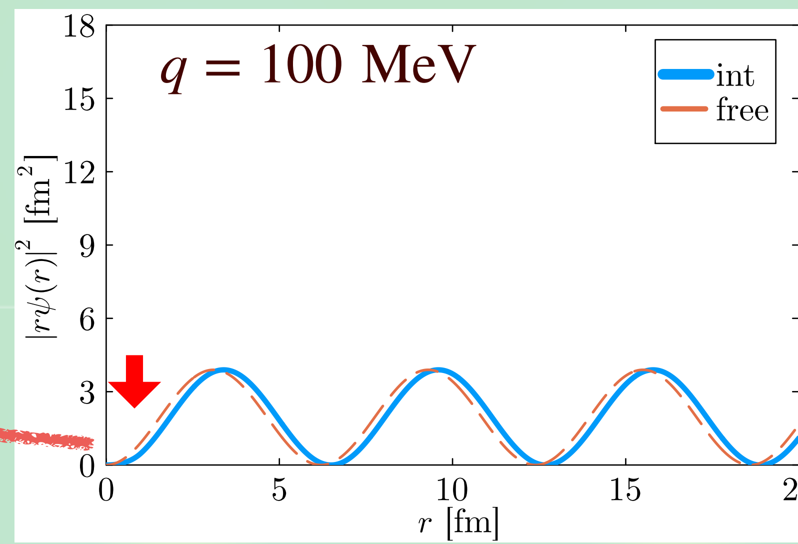
$$V(r) = \begin{cases} V_0 & (0 \le r \le b) \\ 0 & (b < r) \end{cases}$$



- ソースサイズ $R = 1$ fm

$$C(q) \simeq 1 + \int_0^\infty dr\, S(r)\{\,|r\psi_q(r)|^2 - \sin^2(qr)\}$$





波動関数が押し出され $r \lesssim R$ で減少 —> 相関が減少

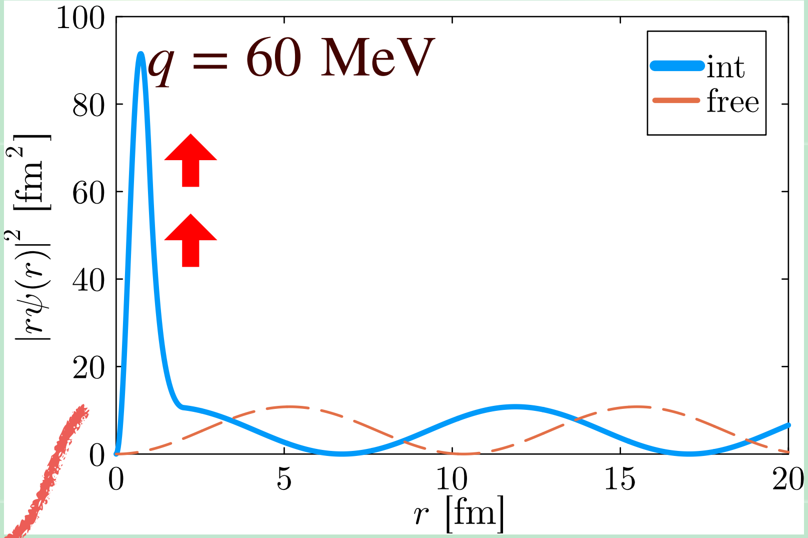
波動関数と相関（共鳴）

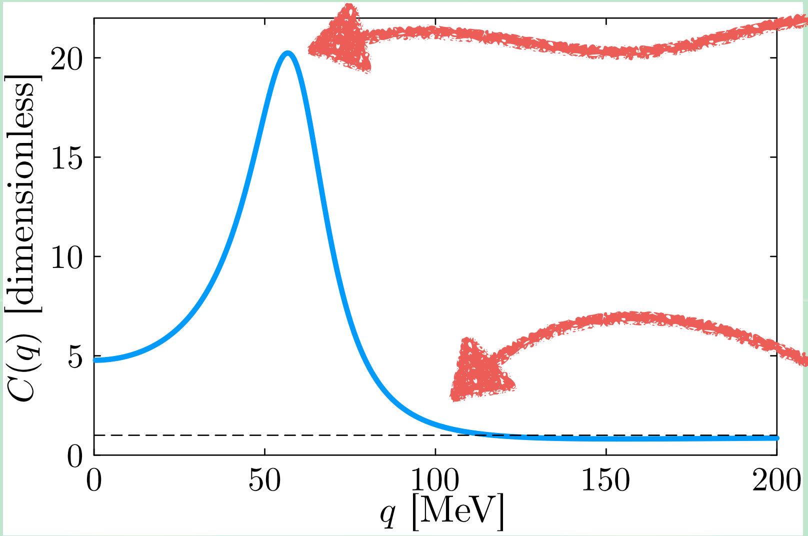
井戸+障壁ポテンシャル $b = 1\ \mathrm{fm}$

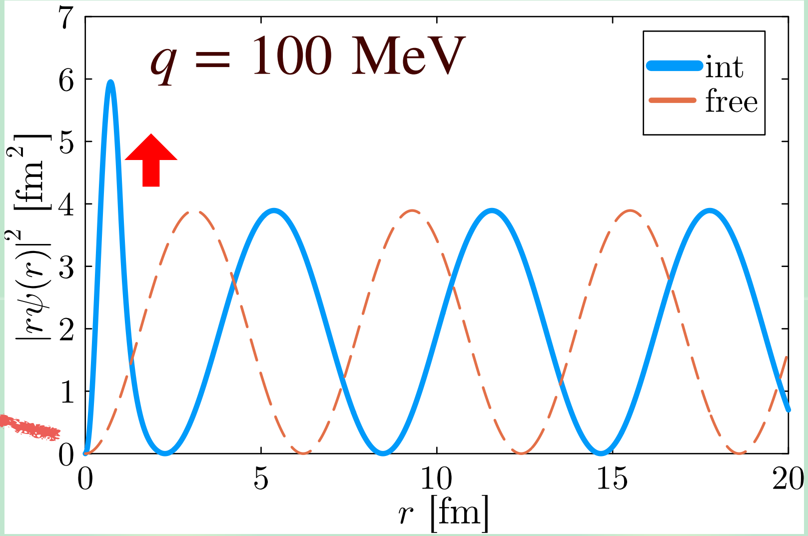
$$V(r) = \begin{cases} V_0 & (0 \le r \le b) \\ V_1 & (b \le r \le 2b) \\ 0 & (2b < r) \end{cases}$$

- $V_0 = -187\ \mathrm{MeV},\ V_1 = 100\ \mathrm{MeV}$

—> 共鳴@ $q = 59 - 14i\ \mathrm{MeV}$







共鳴運動量で波動関数が $r \lesssim R$ **に局在 —> 相関のピーク**

まとめ

- 実験の相関関数に共鳴状態のピークが観測
- 相関関数における共鳴状態の寄与

  - LL公式（散乱振幅）

    虚部のピーク + 実部のバックグラウンド

    —> 散乱断面積と相補的な情報？

  - KP公式（波動関数）

    波動関数の局在によって相関にピークが生じる

    —> 共鳴ピークの物理的起源

S. Watanabe, T. Hyodo, in preparation