

原子核反応における空間的デコヒーレンス

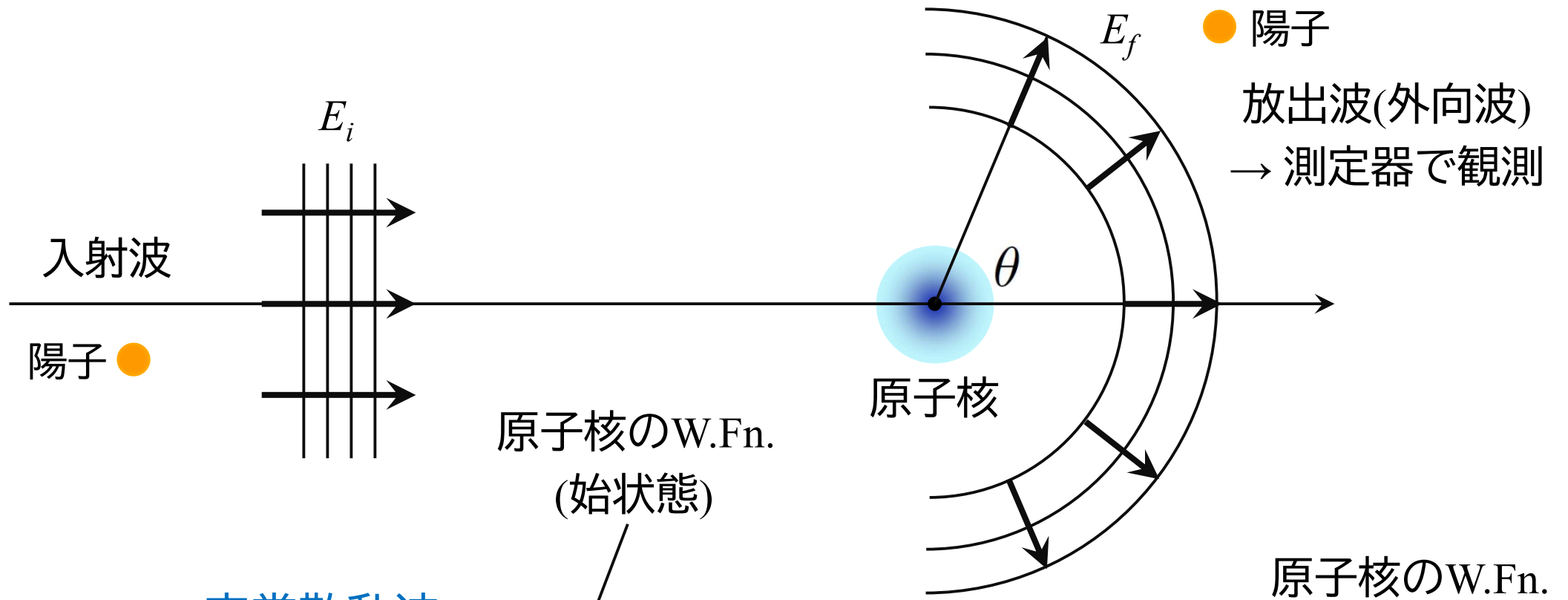
KEK 素核研・物構研 連携研究会

Kazuyuki Ogata

Kyushu University

Background

原子核反応(散乱)の標準的な記述法



波束の理論
と等価

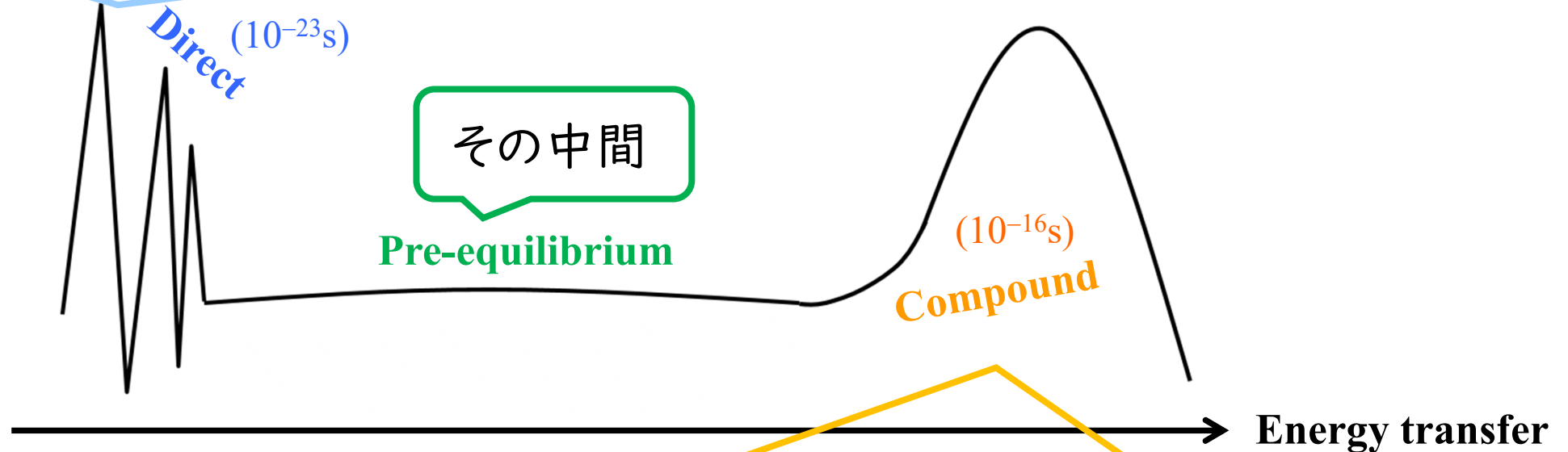
$$\Psi \rightarrow e^{i\mathbf{K}_i \cdot \mathbf{R}} \Phi_0 + \sum_f \frac{e^{iK_f R}}{R} f_f(\Omega) \Phi_f$$

陽子-原子核反応の典型的な放出核子のスペクトル

核反応の第2の段階は直接過程である。(中略)いずれの場合も、全過程に要する時間は非常に短く、励起される系の自由度は非常に少ない。

河合光路, 吉田思郎『原子核反応論』(朝倉書店) p. 149.

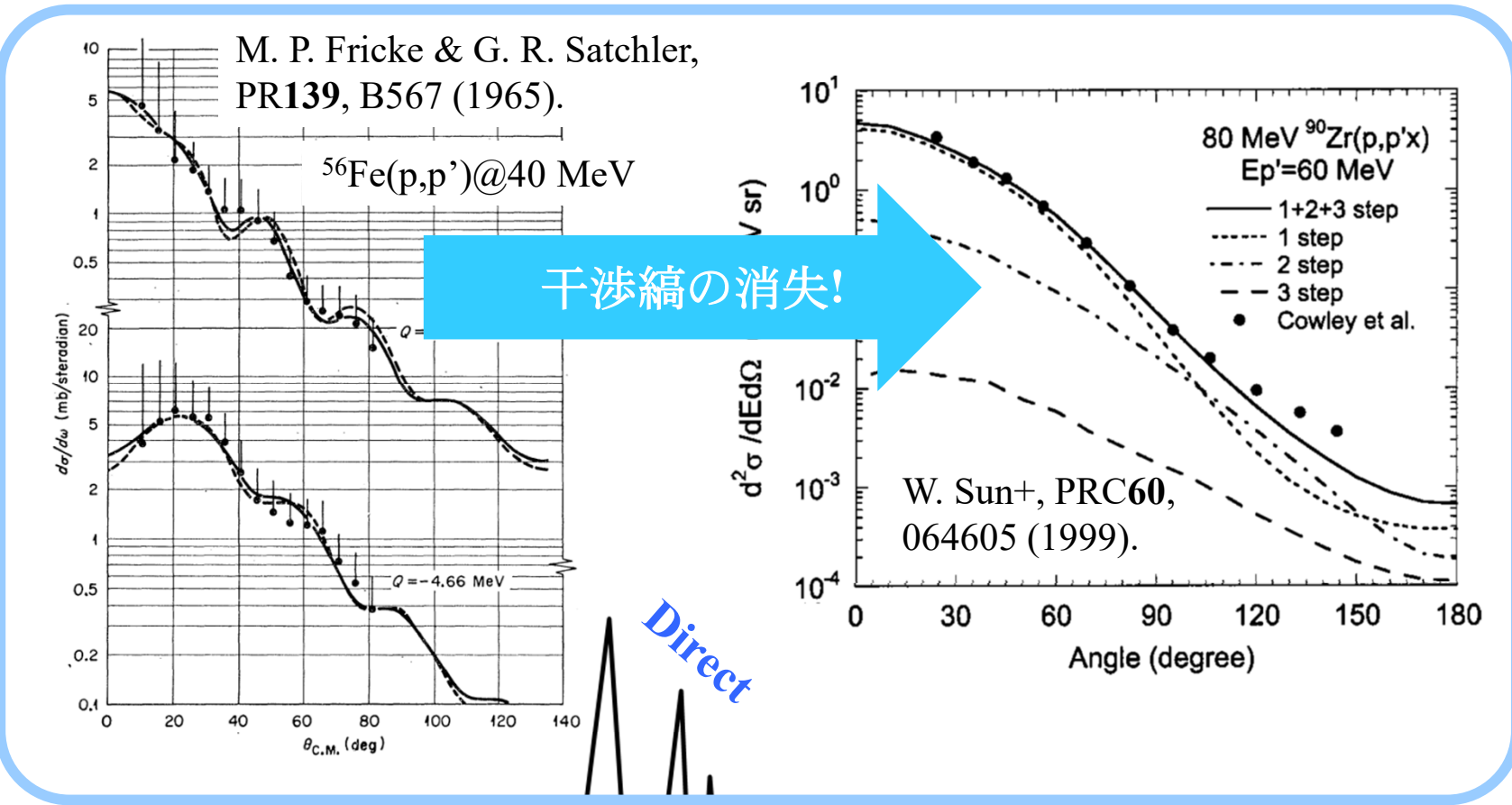
※核反応の第1段階
は弾性散乱



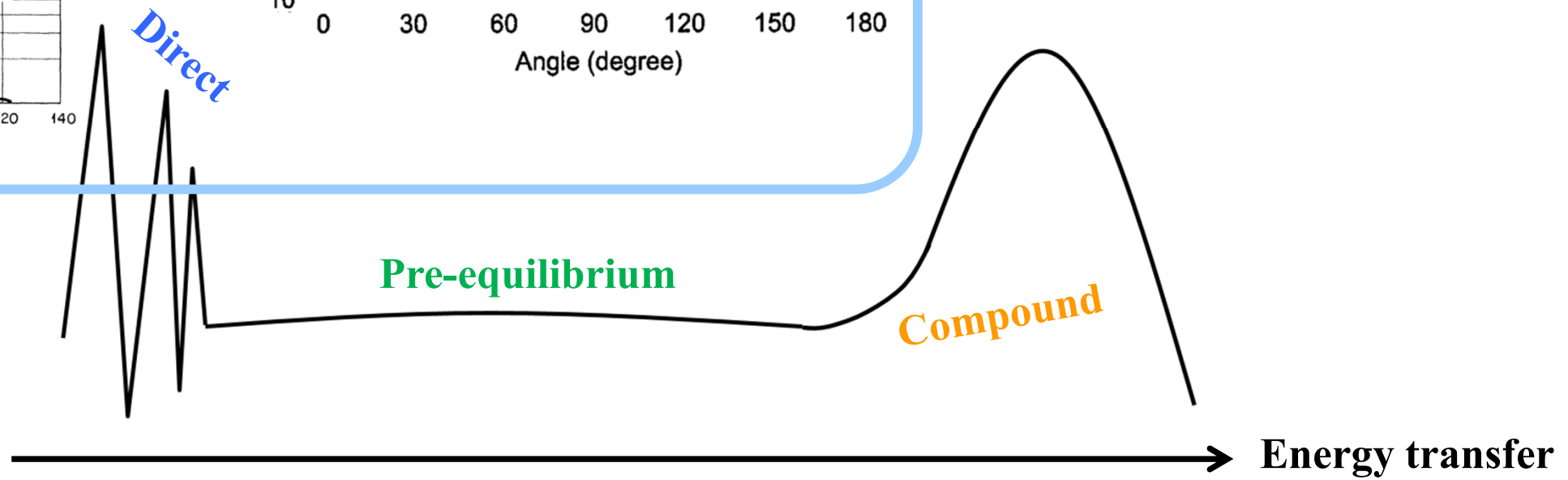
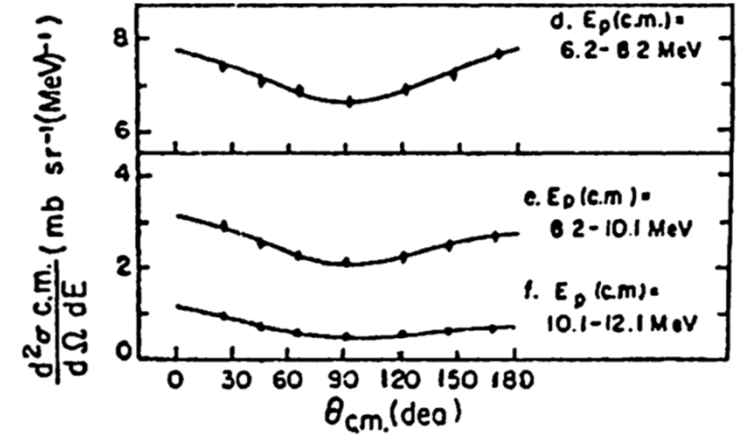
核反応の最終段階が複合核過程である。この段階にいたるまでに体系の励起されうる自由度はすべて励起されてしまう。

高木修二, 丸森寿夫, 河合光路『原子核論』(岩波書店, 新装版) p.469.

反応進行度の指標としての角度分布

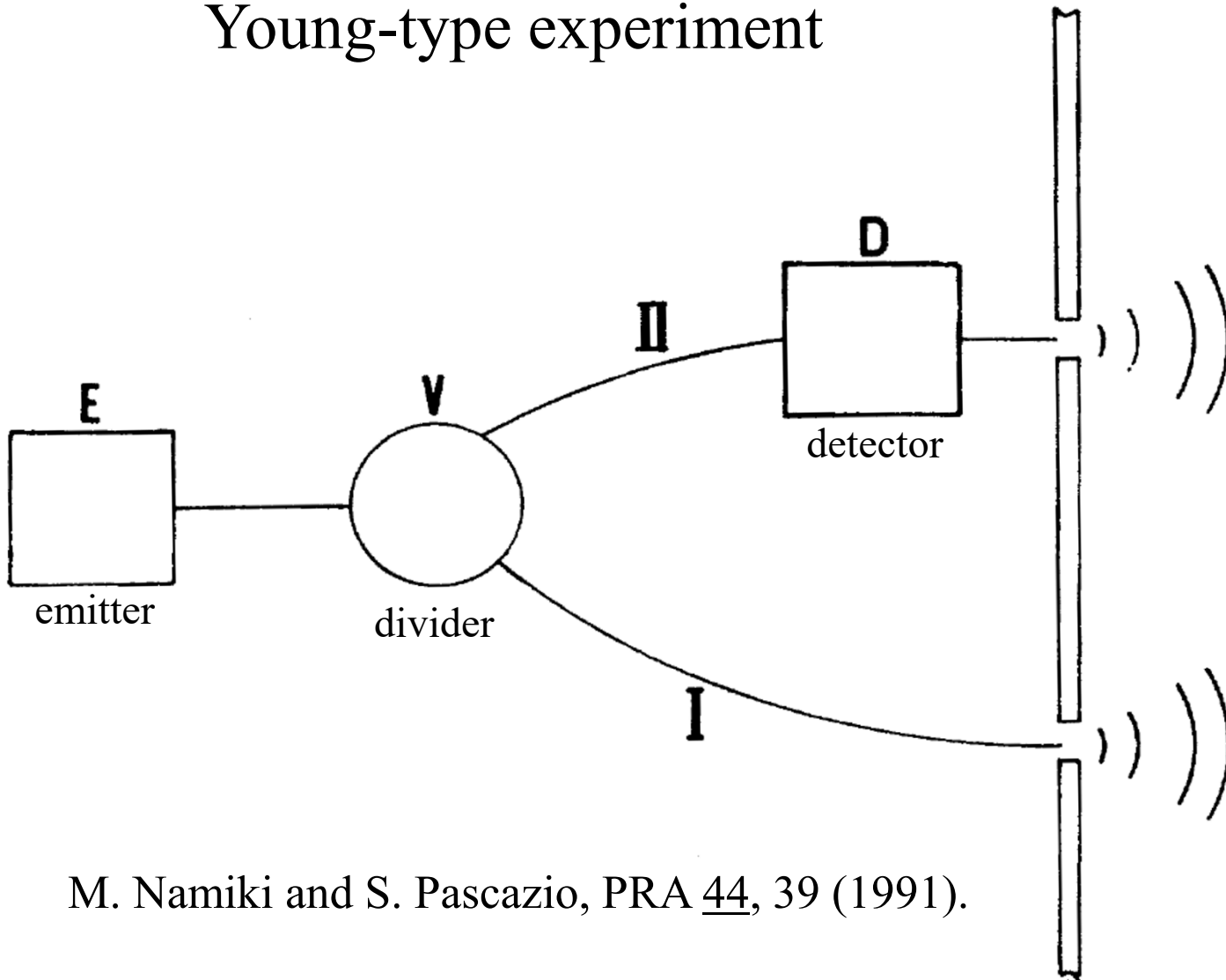


from H. Feshbach, "Theoretical Nuclear Physics –Nuclear Reactions –", p.302.



並木-パスカチオの波動関数収縮モデル(1/2)

Young-type experiment



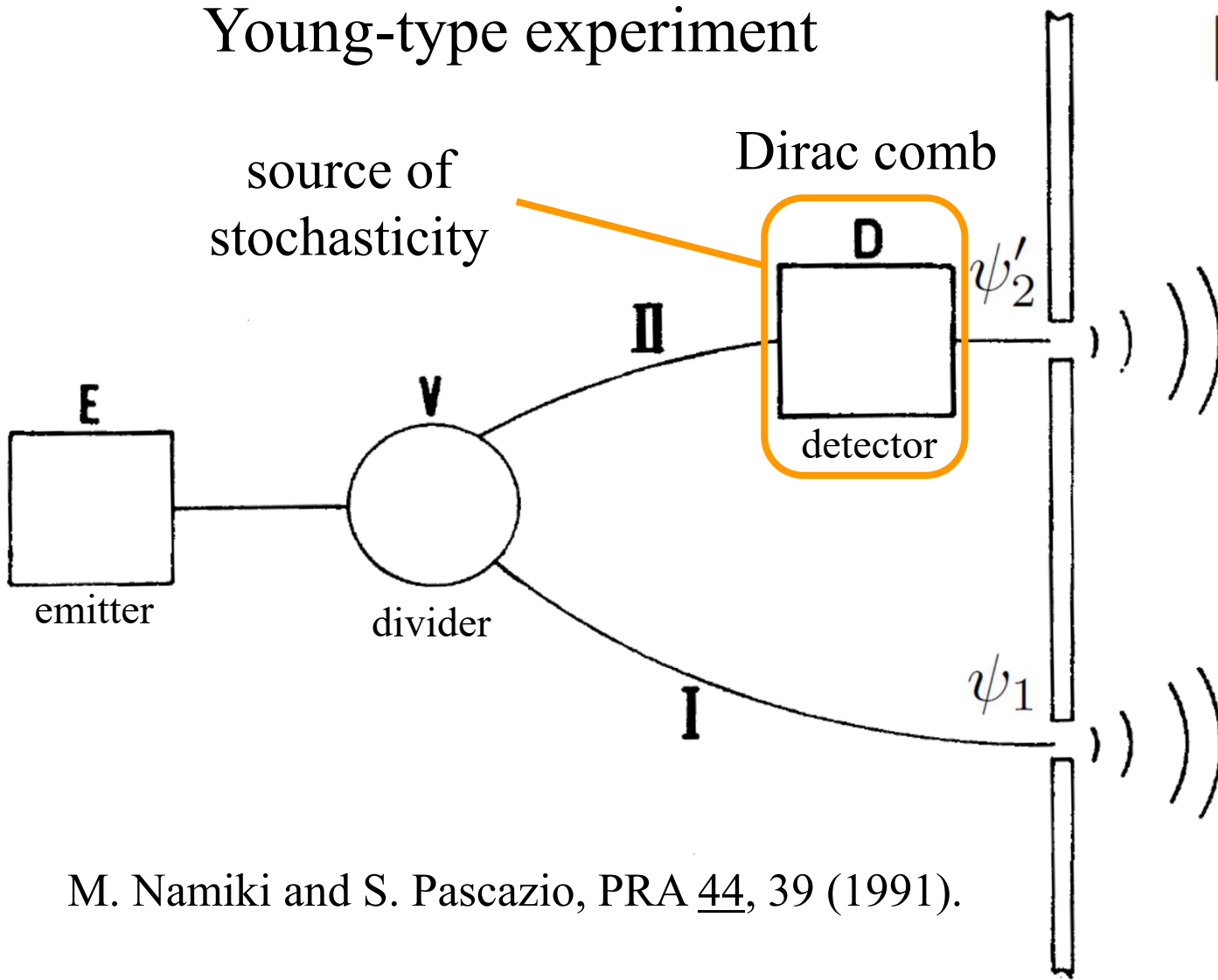
Remarks

- ✓ QM can never predict the definite result of **a single measurement**.
- ✓ QM gives only a probabilistic prediction for the **accumulated distribution** of observables.
- ✓ When the route I or II is specified, the interference disappears.

M. Namiki and S. Pascazio, PRA 44, 39 (1991).

並木-パスカチオの波動関数収縮モデル(2/2)

Young-type experiment



M. Namiki and S. Pascazio, PRA 44, 39 (1991).

$$\begin{aligned} |\psi|^2 &= |\psi_1 + \psi'_2|^2 \\ &= |\psi_1|^2 + |\psi'_2|^2 + 2 \operatorname{Re}(\psi_1^* \psi'_2) \\ &= P_1 + P_2 + \boxed{2 \operatorname{Re}(\psi_1^* \psi'_2)} \\ &\equiv P_{\text{int}} \end{aligned}$$

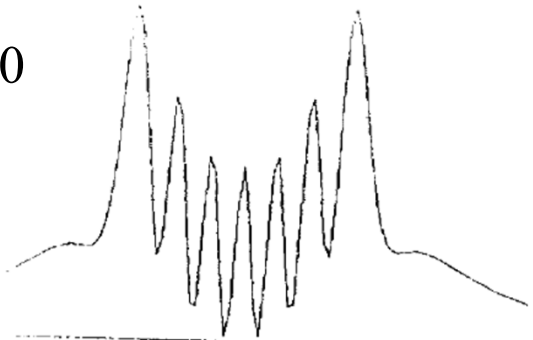
If $P_{\text{int}} = 0$, the W.Fn. “collapse” occurs (D works), while if P_{int} remains, the W.Fn holds its QM nature (D is useless).

We do not need the disappearance of a part of the W.Fn. when we discuss the accumulated distribution of obs.

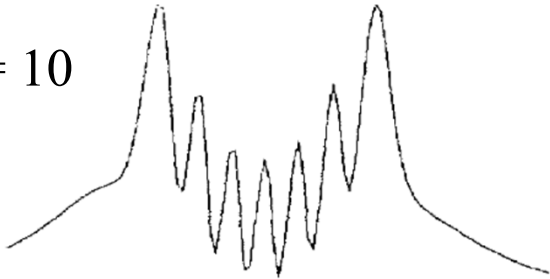
Result

of combs

$N=0$



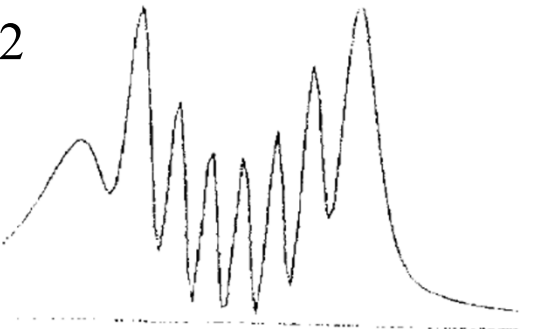
$N=10$



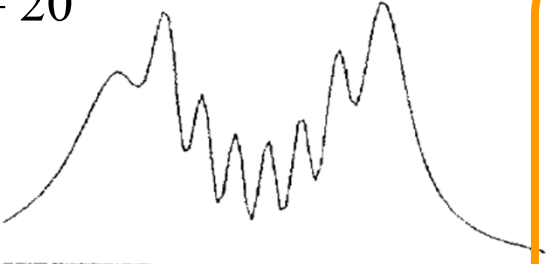
$N=70$



$N=2$



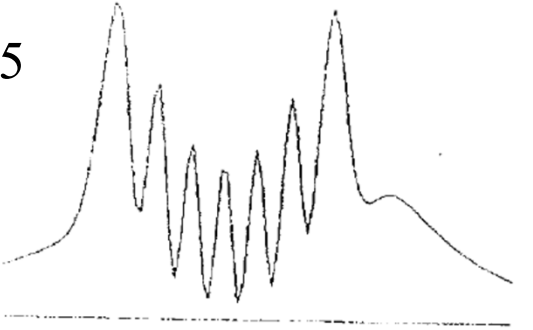
$N=20$



$N=100$



$N=5$



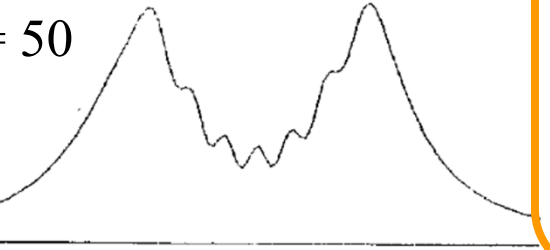
$N=35$



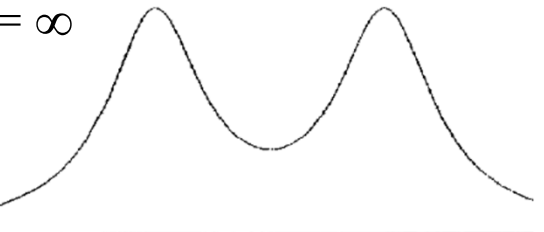
$N=200$



$N=50$



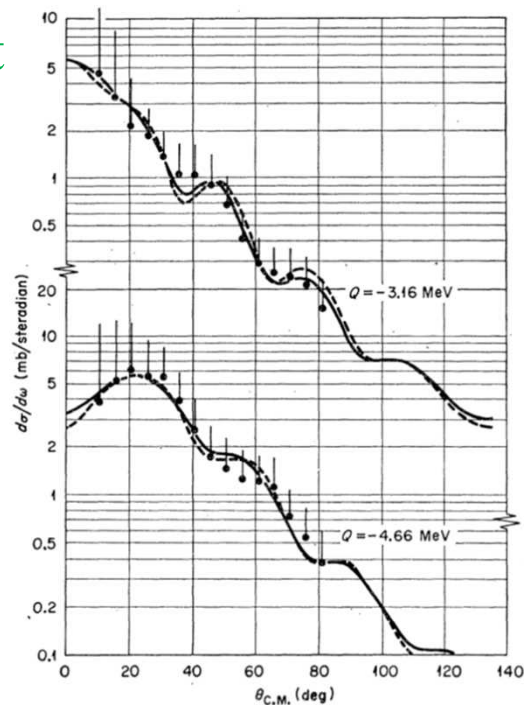
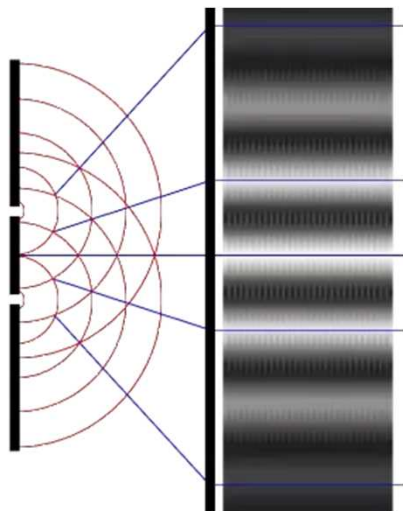
$N=\infty$



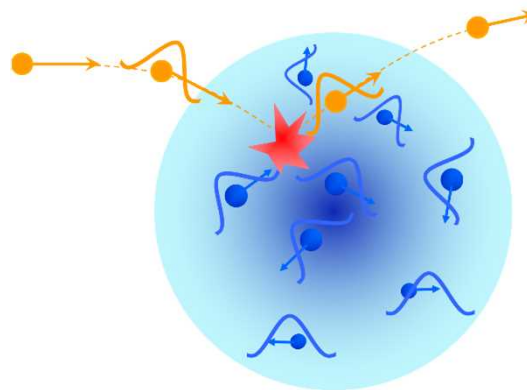
Decoherence realized

空間的コヒーレンス/デコヒーレンス

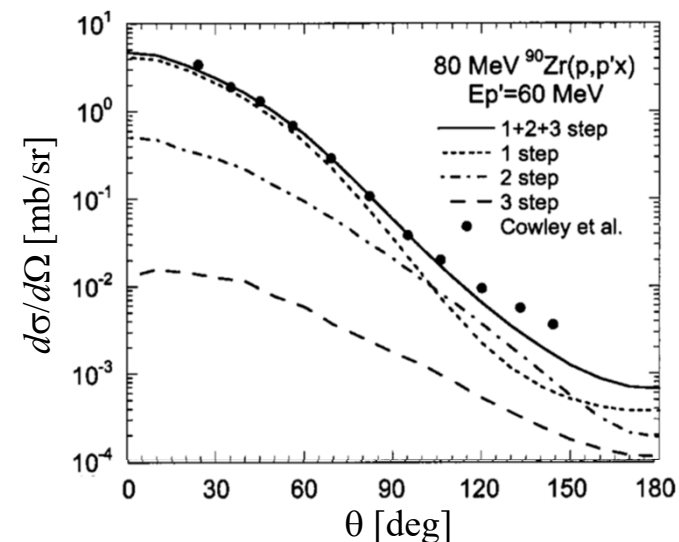
Coherent



Decoherent



原子核の応答

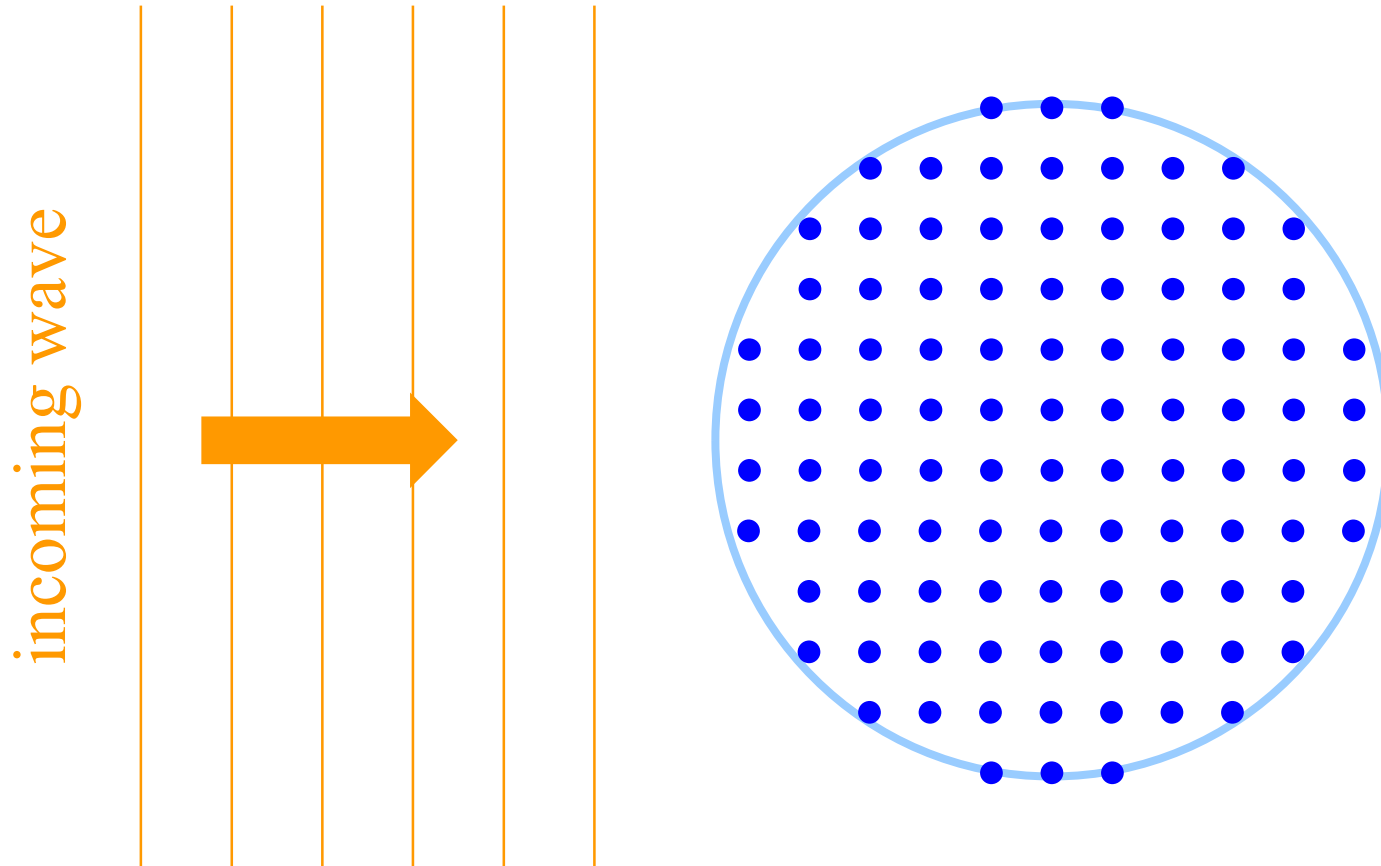


$$T = \int d\mathbf{r} \underbrace{\chi_f(\mathbf{r})}_{\text{放出波}} v_{NN} \rho_{\text{tr}}(\mathbf{r}) \underbrace{\chi_i(\mathbf{r})}_{\text{入射波}}$$

$$\frac{d\sigma_C}{d\Omega} \propto \left| \int d\mathbf{r} \chi_f(\mathbf{r}) v_{NN} \rho_{\text{tr}}(\mathbf{r}) \chi_i(\mathbf{r}) \right|^2$$

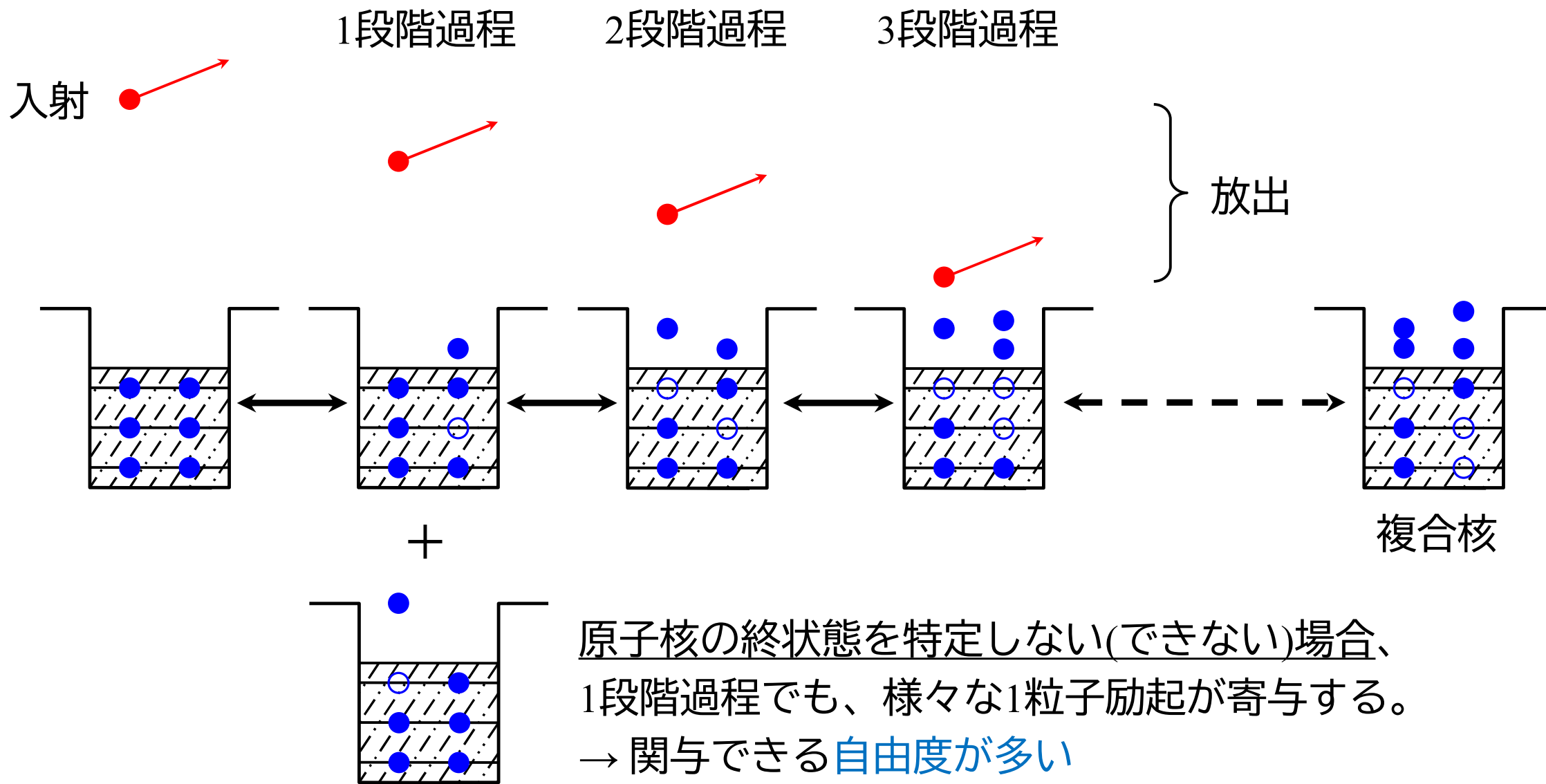
$$\frac{d\sigma_D}{d\Omega} \propto \int d\mathbf{r} |\chi_f(\mathbf{r})|^2 |v_{NN}|^2 |\rho_{\text{tr}}(\mathbf{r})|^2 |\chi_i(\mathbf{r})|^2$$

空間的コヒーレンス/デコヒーレンス



$$T = \int d\mathbf{r} \chi_f(\mathbf{r}) v_{NN} \rho_{\text{tr}}(\mathbf{r}) \chi_i(\mathbf{r})$$

多段階直接過程としてみる核反応の進行



SemiClassical Distorted Wave model



本研究の目的

SCDWが導き出した空間的デコヒーレンスが、
関与する自由度の増加とともにどう実現して
いくかを、簡単なモデルで追跡する。

Fermi motion

全てのシミュレーション計算が基礎とする上記描像(核内衝突の局所化
あるいは反応点に関するdecoherence)に量子力学的基盤を与える模型。

Y. L. Luo & M. Kawai, PRC43, 2367 (1991); M. Kawai & H. A. Weidenmueller, PRC45, 1856 (1992); Y. Watanabe+, PRC59, 2136 (1999).

KO+, PRC60, 054605 (1999); T. Wakasa+, PRC65, 034615 (2002); KO+, PRC76, 021602(R) (2007).

A 1D model

1D model for the 1-step process

PW for outgoing particle

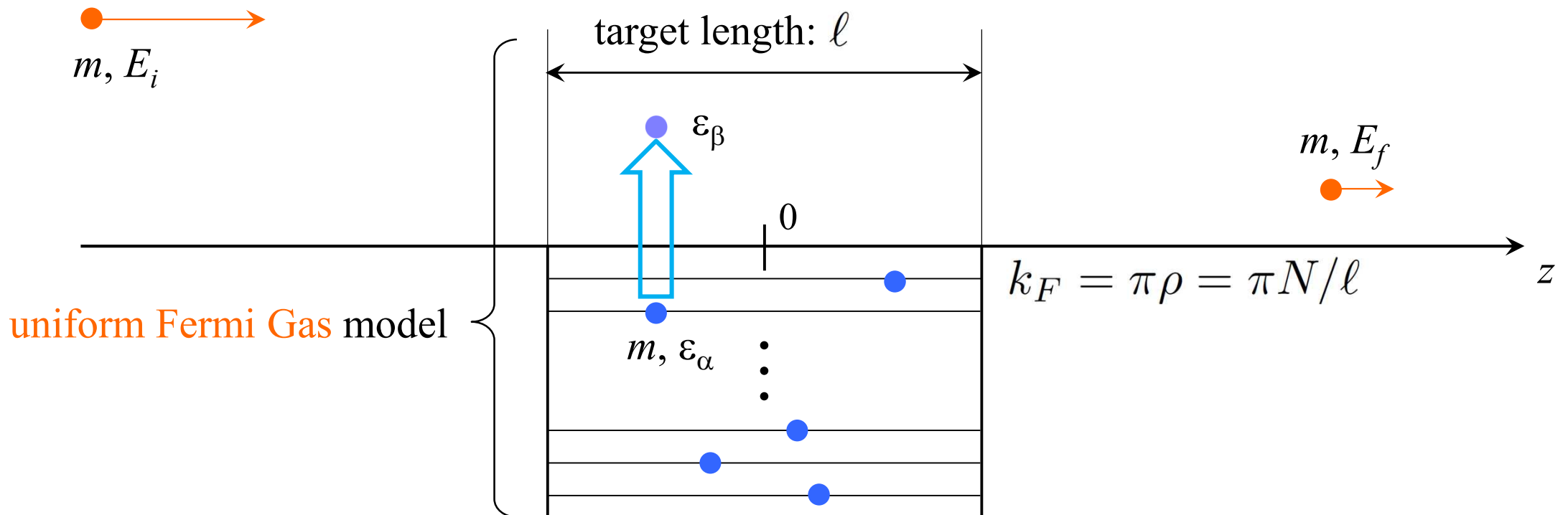
PW for incoming particle

$$T_{\beta\alpha}^{(1)} = \langle e^{iK_f z} \varphi_\beta | v | e^{iK_i z} \varphi_\alpha \rangle$$

s.p. W.Fn. above the Fermi level

contact interaction

s.p. W.Fn. below the Fermi level



(参考) SCDWにおけるカーネルと角度分布

$$K(\mathbf{r}', \mathbf{r}) = \sum_{\beta\alpha} \varphi_{\beta}(\mathbf{r}') \varphi_{\alpha}^*(\mathbf{r}') \varphi_{\beta}^*(\mathbf{r}) \varphi_{\alpha}(\mathbf{r}) \delta(\varepsilon_f - \varepsilon_i)$$

energy transfer

Fermi gas model $\rightarrow \int_{k_{\alpha} \leq k_F} d\mathbf{k}_{\alpha} \int_{k_{\beta} > k_F} d\mathbf{k}_{\beta} e^{i\mathbf{k}_{\beta} \cdot (\mathbf{r}' - \mathbf{r})} e^{-i\mathbf{k}_{\alpha} \cdot (\mathbf{r}' - \mathbf{r})} \delta(\varepsilon_{\beta} - \varepsilon_{\alpha} - \omega)$

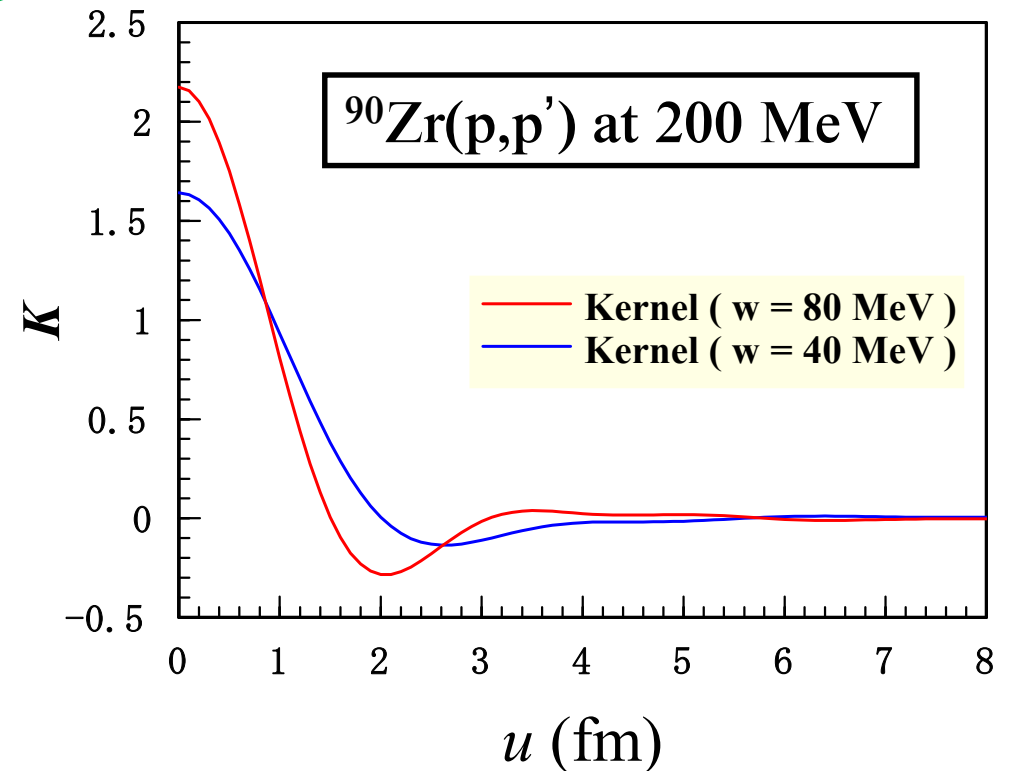
$$\mathbf{u} = \mathbf{r}' - \mathbf{r}$$

□ It determines the angular distribution

~ nuclear radius: oscillation

~ NN interaction range: smooth

□ It becomes shorter as the number of states contributing to the process increases.



1-step cross section

$$\frac{d\sigma^{(1)}}{d\omega} \propto \sum_{\substack{\beta\alpha \\ \text{(Pauli)}}} \left| T_{\beta\alpha}^{(1)} \right|^2 \delta(k_\beta^2 - k_\alpha^2 - \bar{\omega}) \rightarrow \int_{|k_\alpha| < k_F} dk_\alpha \int_{|k_\beta| > k_F} dk_\beta \left| T_{\beta\alpha}^{(1)} \right|^2 \delta(k_\beta^2 - k_\alpha^2 - \bar{\omega})$$

$\beta\alpha$
(Pauli) summation over states

$$\bar{\omega} = K_i^2 - K_f^2, \quad q = K_i - K_f$$

ω : energy transfer

$$\frac{d\sigma^{(1)}}{d\omega} \propto \int du \cos(qu) \int_{k_{\min}}^{k_F} dk_\alpha \frac{\cos(k_\alpha u) \cos(\sqrt{\bar{\omega} + k_\alpha^2} u)}{\sqrt{\bar{\omega} + k_\alpha^2}}$$

Kernel $F_q^{(1)}(u, \omega)$

$$u = z' - z$$

to satisfy $|k_\beta| > k_F$

Spatial Decoherence Parameter (SDP)

$$\epsilon^{(1)}(\omega) \equiv 1 - \frac{a^{(1)}(\omega)}{\ell}$$

$a^{(1)}(\omega)$: coherence length = range of $F_q^{(1)}(u, \omega)$

2-step cross section

$$\frac{d\sigma^{(2)}}{d\omega} \propto \int du_2 du_1 \int dE_m F_{q_2}^{(1)}(u_2, \omega_2) \frac{1}{E_m} F_{q_1}^{(1)}(u_1, \omega_1) F^{(2)}(u_2, u_1, \omega)$$

E_m : projectile energy after the 1st collision

Coherence lengths $a_1^{(2)}$ and $a_2^{(2)}$ for the 2-step process

$$\begin{cases} a_1^{(2)}(\omega) : \text{range of } F^{(2)}(u_2, 0, \omega) \\ a_2^{(2)}(\omega) : \text{range of } F^{(2)}(0, u_1, \omega) \end{cases}$$



SDP

$$\epsilon^{(2)}(\omega) \equiv 1 - \frac{\sqrt{a_1^{(2)}(\omega) a_2^{(2)}(\omega)}}{\ell}$$

If E_m is fixed at $(E_i + E_f) / 2$,

$$\frac{d\sigma^{(2)}}{d\omega} \propto \left(\int F_{q_2}^{(1)}(u_2, \omega/2) du_2 \right) \left(\int F_{q_1}^{(1)}(u_1, \omega/2) du_1 \right) \longrightarrow \epsilon^{(2)}(\omega) \sim \epsilon^{(1)}(\omega/2)$$

N-step cross section

$$\frac{d\sigma^{(N)}}{d\omega} \propto \int du_N \dots du_1 \int dE_{m_{N-1}} \dots dE_{m_1} F_{q_N}^{(1)}(u_N, \omega_N) \prod_{i=1}^{N-1} \frac{1}{E_{m_i}} F_{q_i}^{(1)}(u_i, \omega_i) F^{(N)}(u_N, u_{N-1}, \dots, u_1, \omega)$$

SDP

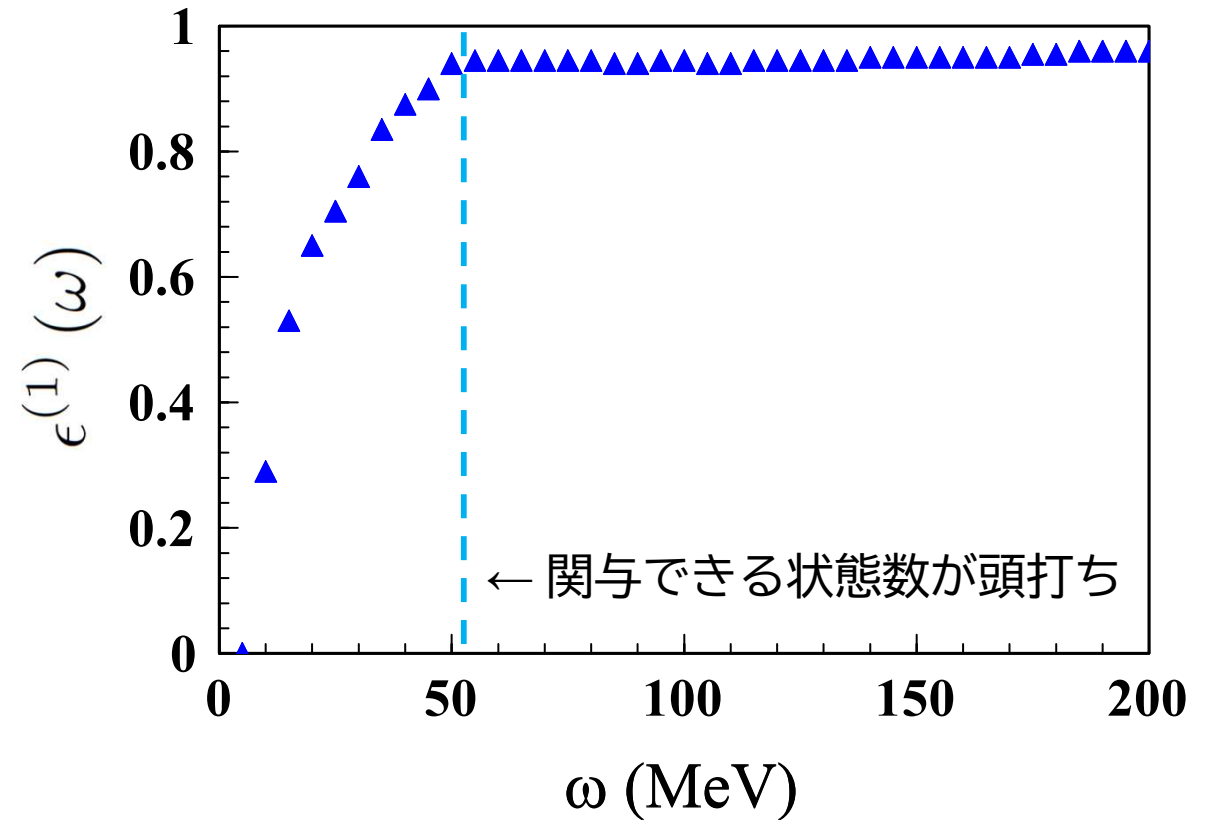
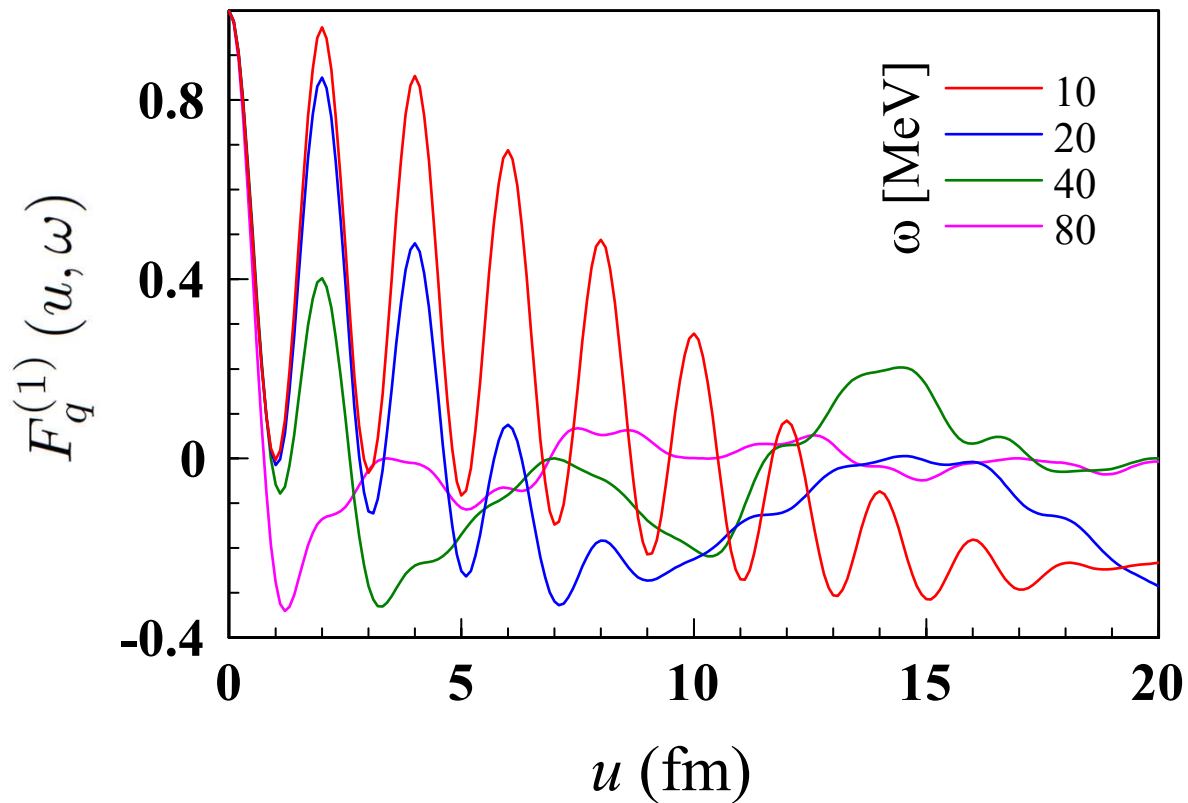
$$\epsilon_{\omega}^{(N)} \equiv 1 - \frac{1}{\ell} \left[\prod_{i=1}^N a_i^{(N)}(\omega) \right]^{1/N}$$

If E_{m_i} 's are fixed at $E_f + i\omega/N$, $\epsilon^{(N)}(\omega) \sim \epsilon^{(1)}(\omega/N)$.

Results

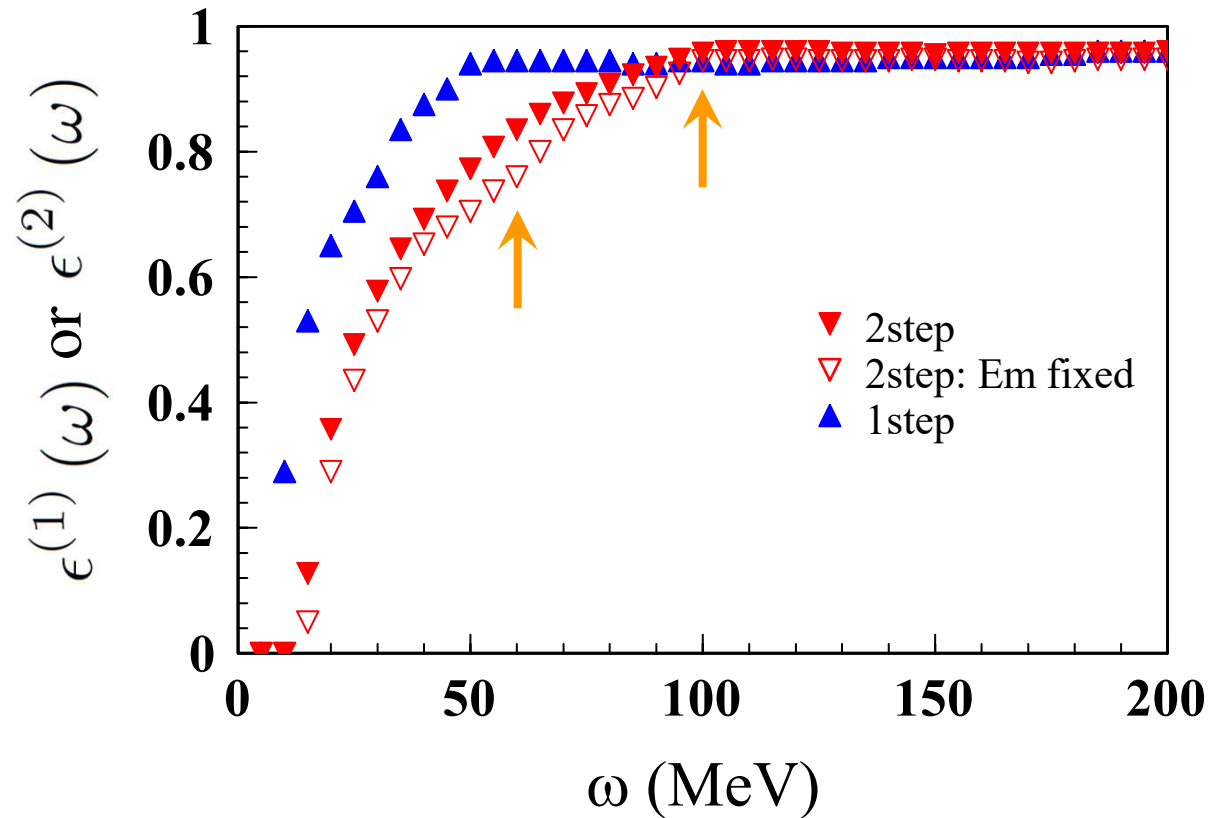
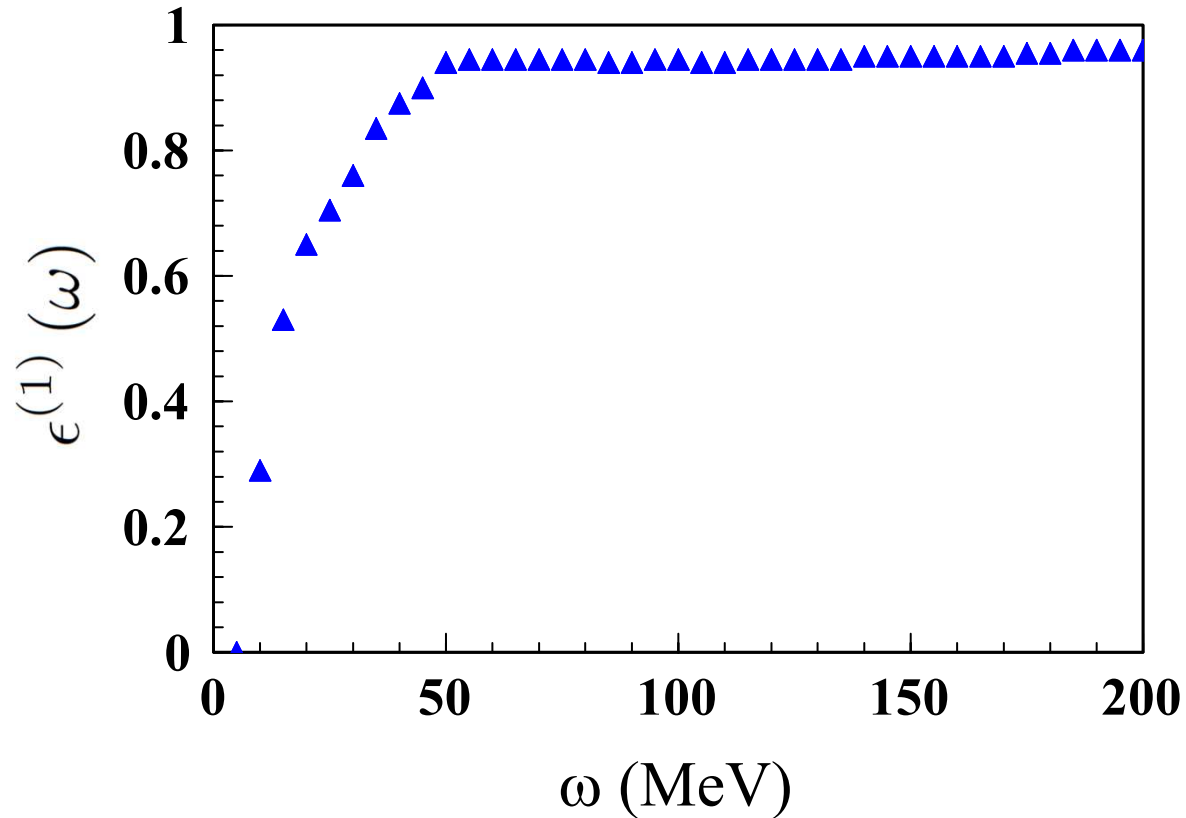
Kernel & SDP for the 1-step process

$$E_i = 400 \text{ MeV}, N = 10, \ell = 20 \text{ fm}$$



SDP for the 1- and 2-step processes

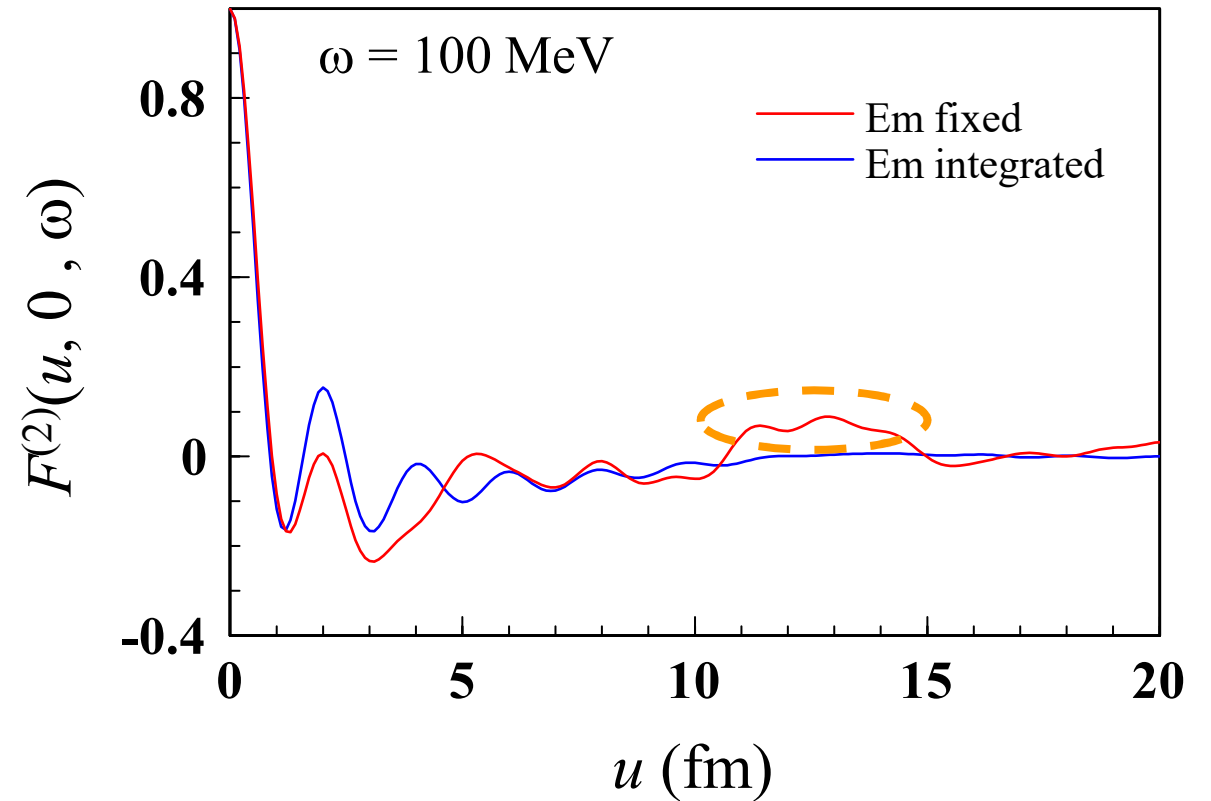
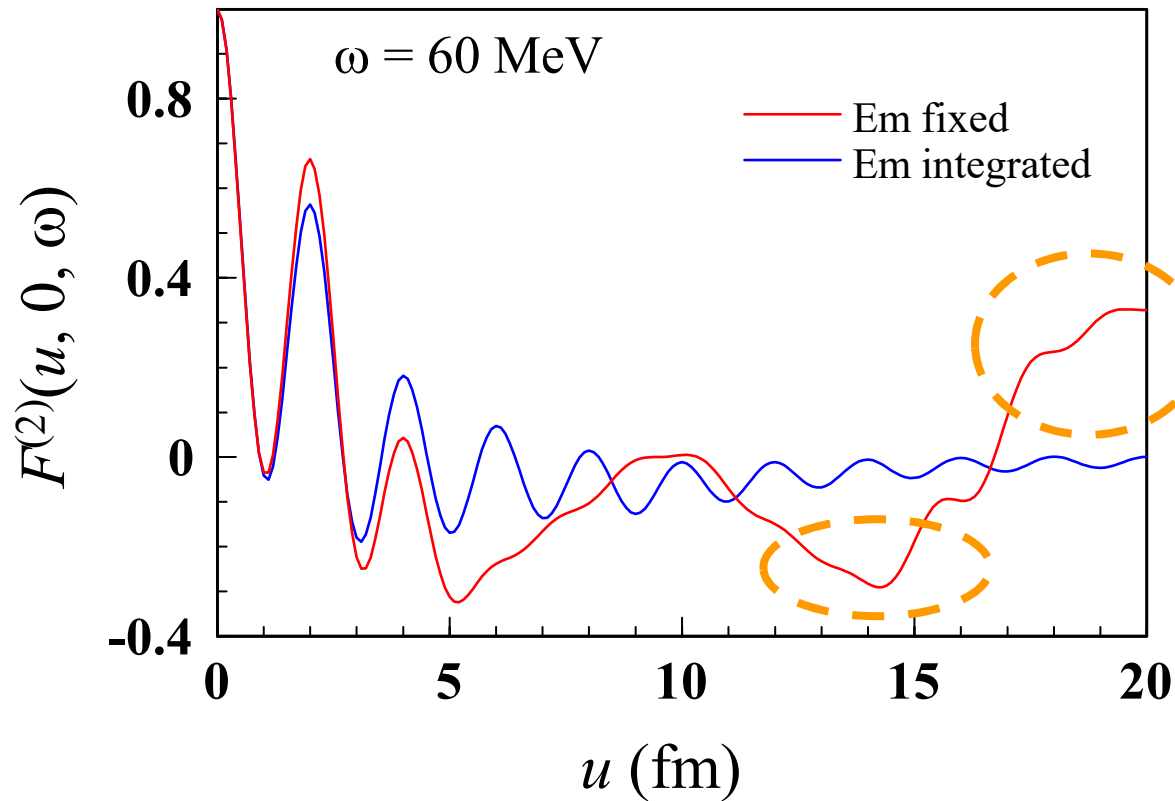
$$E_i = 400 \text{ MeV}, N = 10, \ell = 20 \text{ fm}$$



For the 2-step process, including all allowed E_m slightly helps to develop the SD.

Effect of integration over E_m

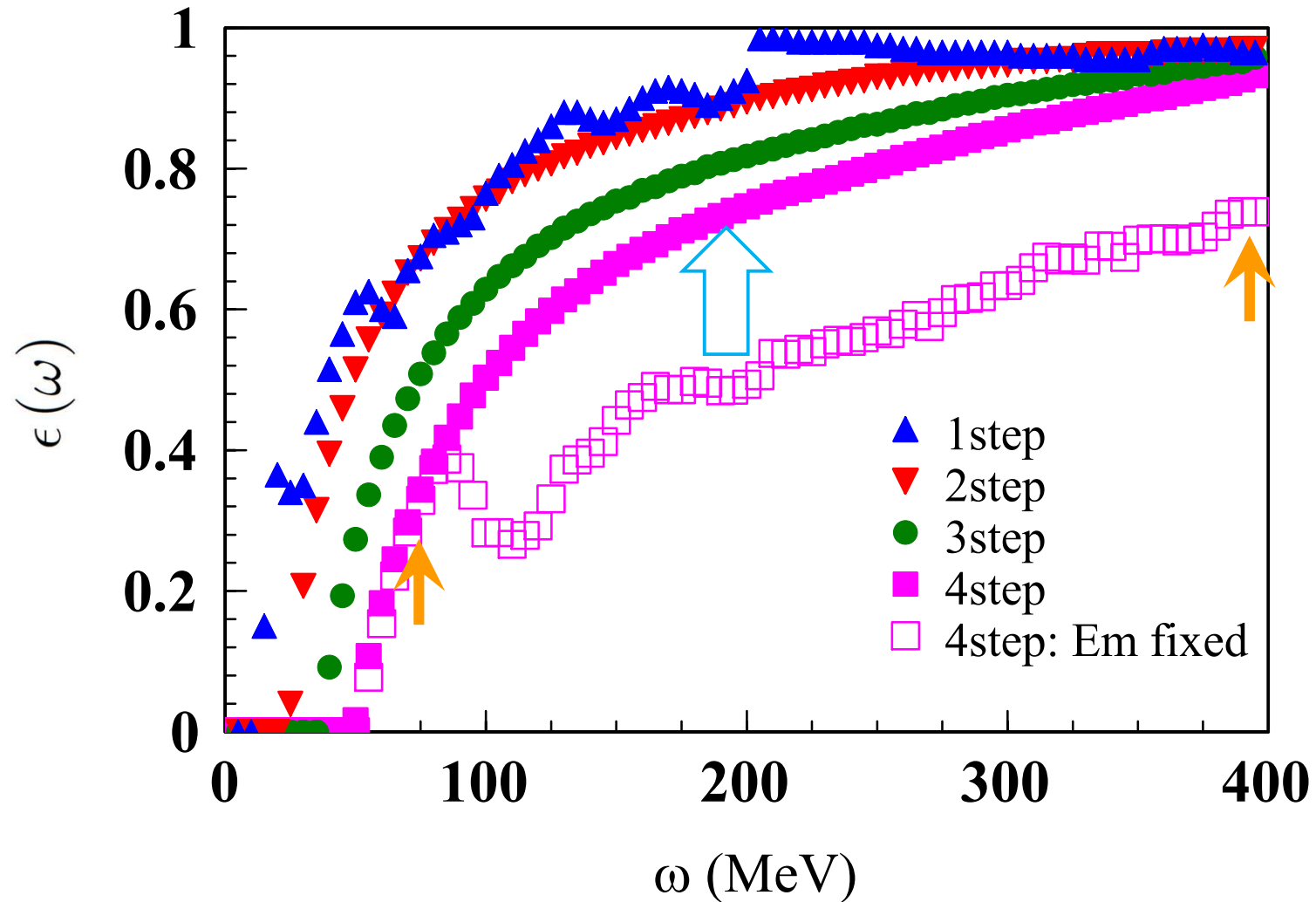
$$E_i = 400 \text{ MeV}, N = 10, \ell = 20 \text{ fm}$$



When E_m is fixed, the kernel contains “noises” in the asymptotic region.

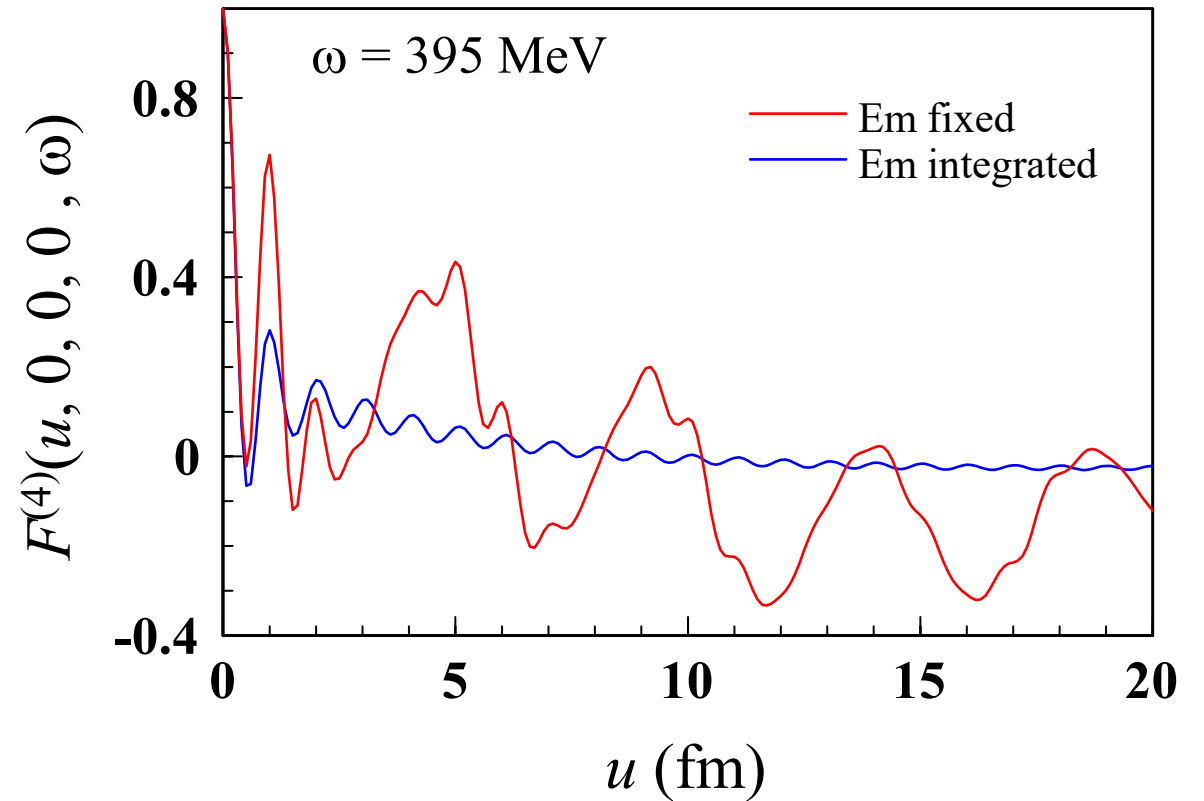
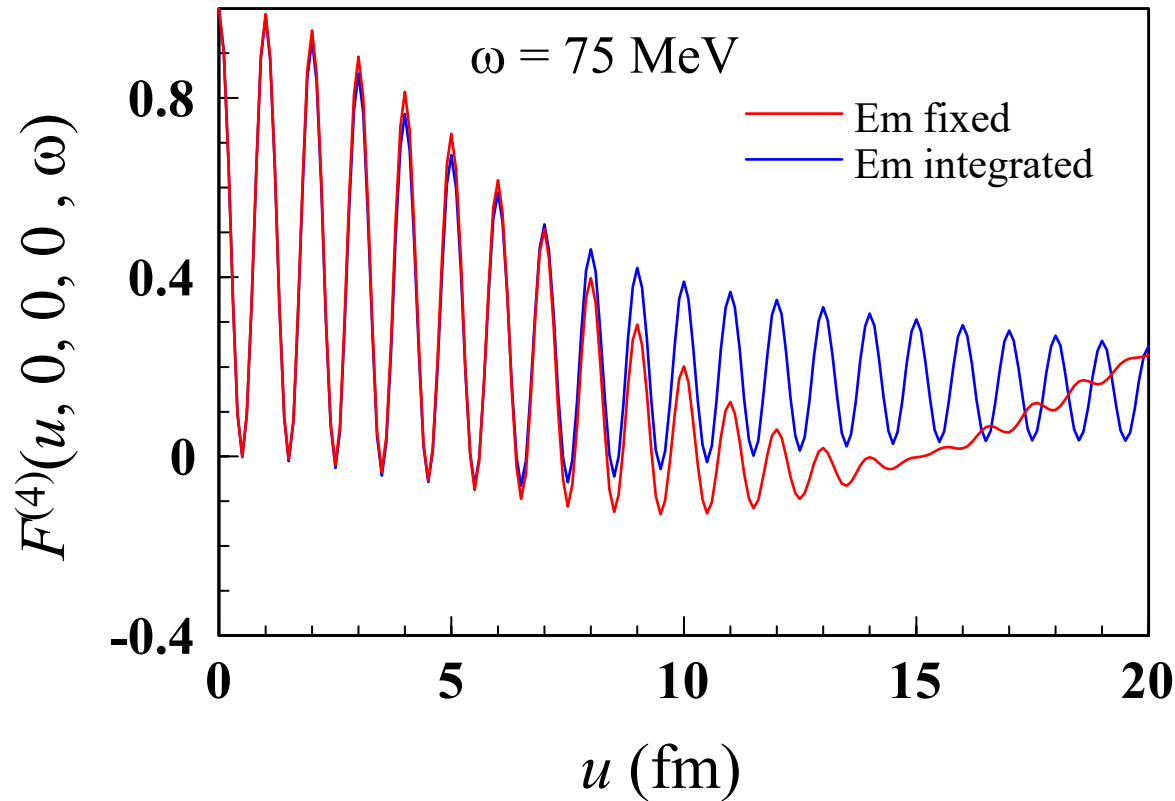
SDP for 1-4 step processes

$E_i = 400$ MeV, $N = 20$, $\ell = 20$ fm



Effect of integration over E_m

$$E_i = 400 \text{ MeV}, N = 20, \ell = 20 \text{ fm}$$



Integrating E_m for the N -step process at ω strongly increases the SDP when the tail behavior of the 1-step kernel at ω/N prevents the SD.

まとめ

- 原子核反応で観測される角度分布の変化をデコヒーレンスの観点から分析した。
 - ✓ デコヒーレンスの実現度を表現する spatial decoherence parameter (SDP) を定義した。
 - ✓ 1次元の **toy model** を用いて、SDPが移行エネルギー(～関与できる自由度の数)の増加とともに0から1に近づいていく様子を示した。
 - ✓ デコヒーレンスの発達は、原子核内での **衝突回数とは直接は関係せず**、観測条件を指定したとき、**関与できる自由度の数**がどれだけ多いかによって決まる。
 - ✓ 多段階過程には、**様々な中間エネルギーが関与**できるという有利な面と、各衝突の **平均的エネルギー移行が小さい**という不利な面の両方がある。
- 留意点(原子核反応を素材とする本研究の特徴)
 - ✓ 時間依存性が陽には取り入れられていない。
 - ✓ デコヒーレンスが発現した後も、**断面積は量子力学で記述**される。ただし核内での **2核子衝突の局所化**が取り入れられた量子力学(例: 反対称化分子動力学計算)。
 - ✓ 原子核の終状態を指定したら(α と β を決めたら)干渉縞は見えるはず。
→ **振動している断面積を足し合わせることで単になだらかになっているだけ??**