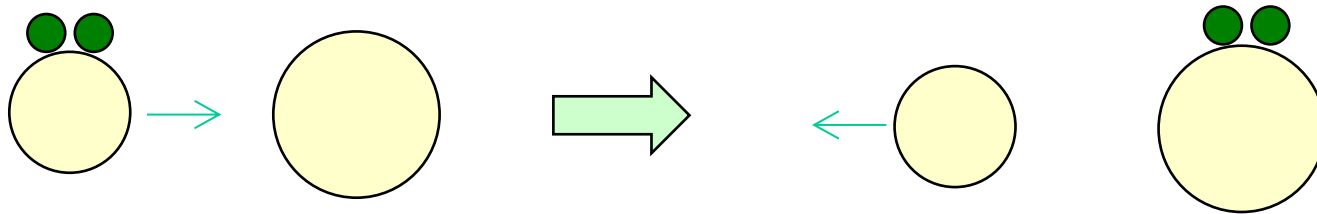


対相関と対移行反応

萩野浩一

京都大学大学院理学研究科

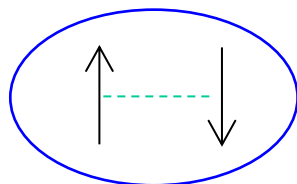
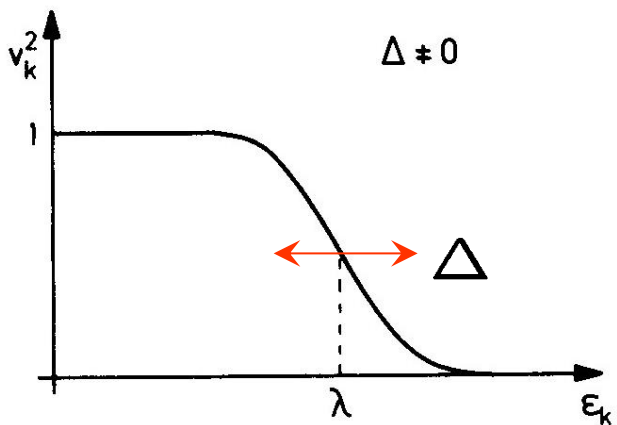
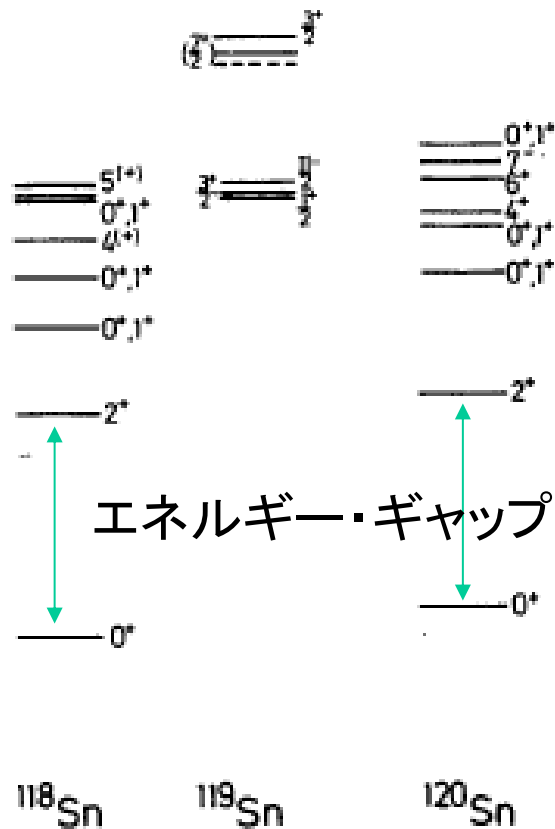
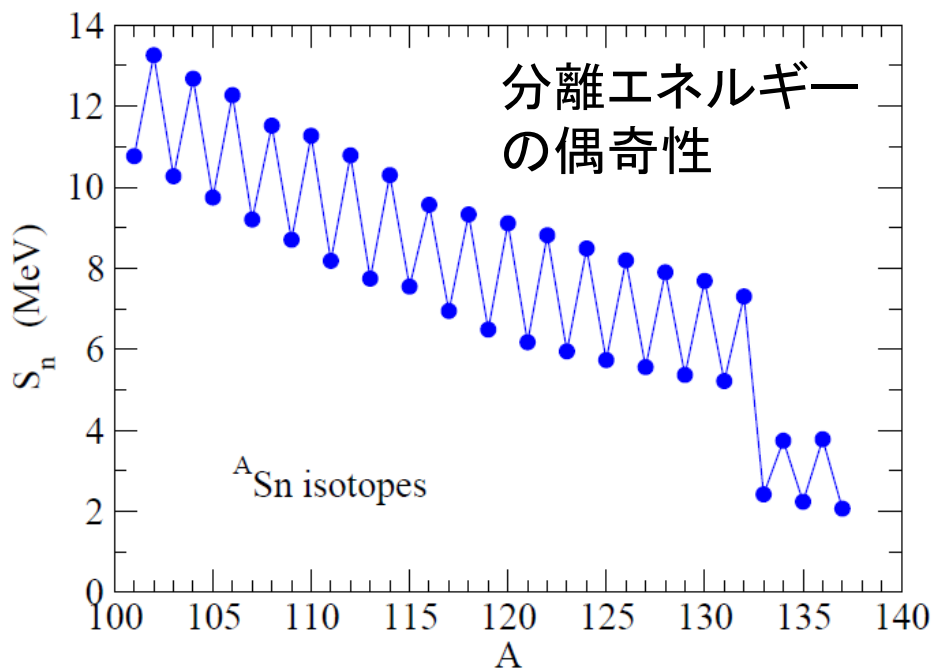


対移行反応で対相関をどのようにプローブできるのか？

1. 対移行反応概観
2. 対相関(対凝縮)の情報をどう引き出すのか？
3. 1次元3体模型を用いた計算
4. まとめ

はじめに

原子核の対相関



クーパー対の凝縮

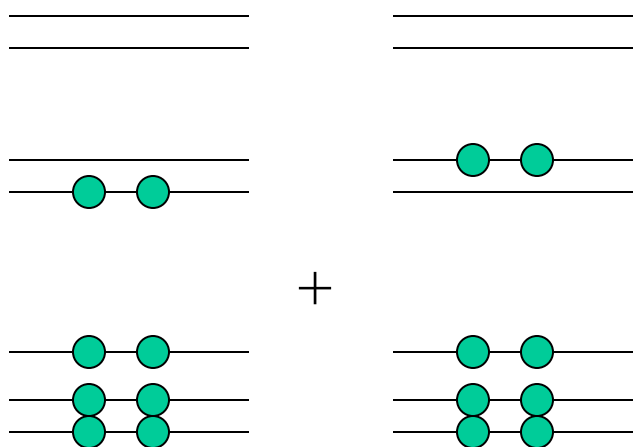
$$|\text{BCS}\rangle = \prod_{k>0} (u_k + v_k a_k^\dagger a_{\bar{k}}^\dagger) |0\rangle$$

弱束縛核における対相関

$$H = \sum_i T_i + \sum_{i < j} v_{ij} \rightarrow H = \underbrace{\sum_i (T_i + V_i)}_{\text{平均場}} + \underbrace{\sum_{i < j} v_{ij} - \sum_i V_i}_{\text{平均からのずれ (残留相互作用)}}$$

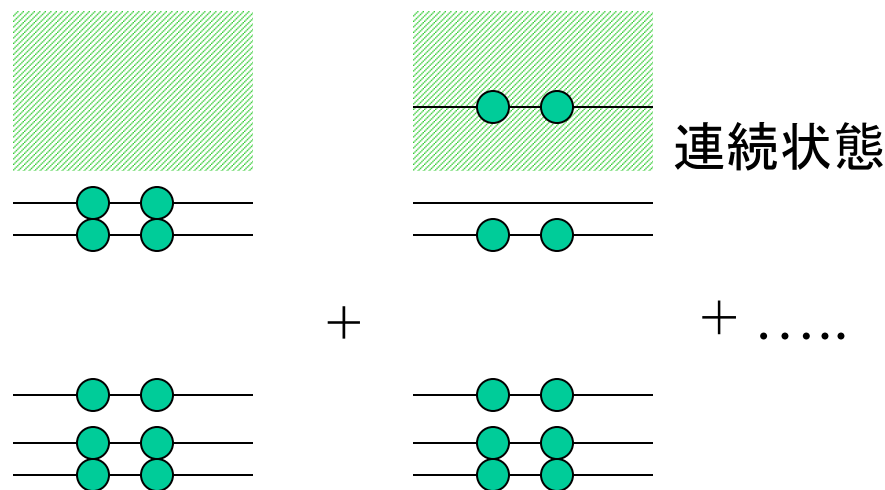
平均場

平均からのずれ
(残留相互作用)



安定な原子核

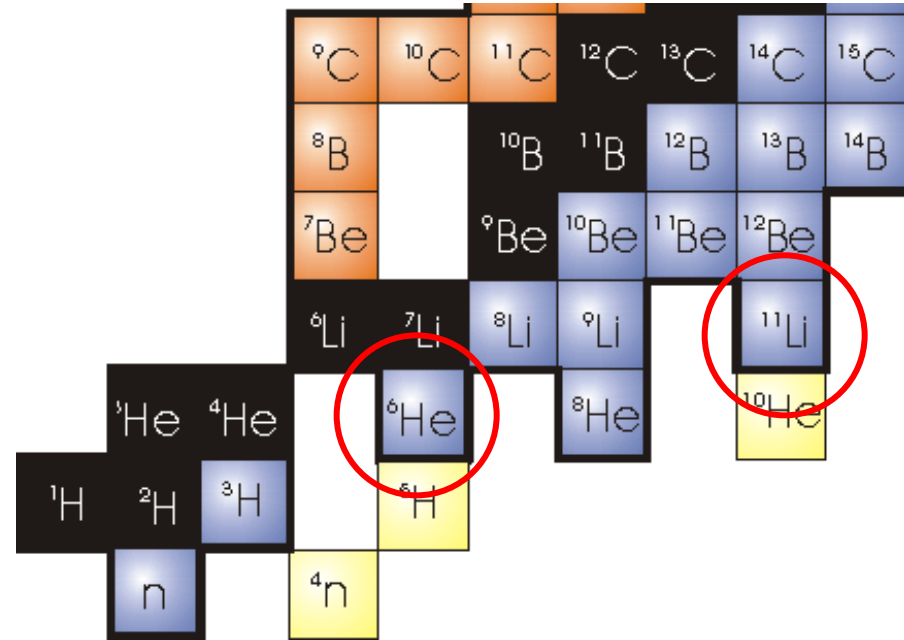
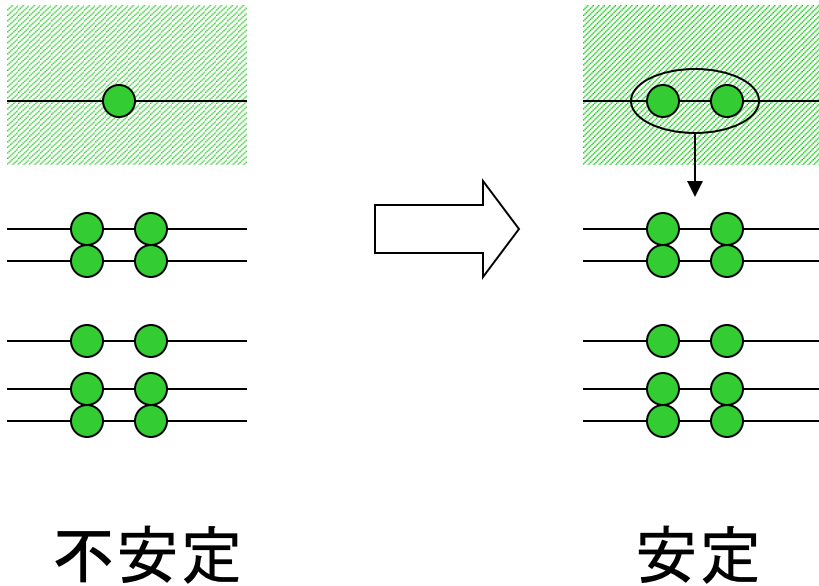
→ 超流動 (BCS) 状態



弱く束縛された系

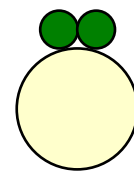
ボロミアン原子核

残留相互作用 → 引力



“ボロミアン核”

- ✓ ハロー現象
- ✓ 電気双極子遷移
- ✓ **ダイニュートロン**相関
- ✓ 核反応



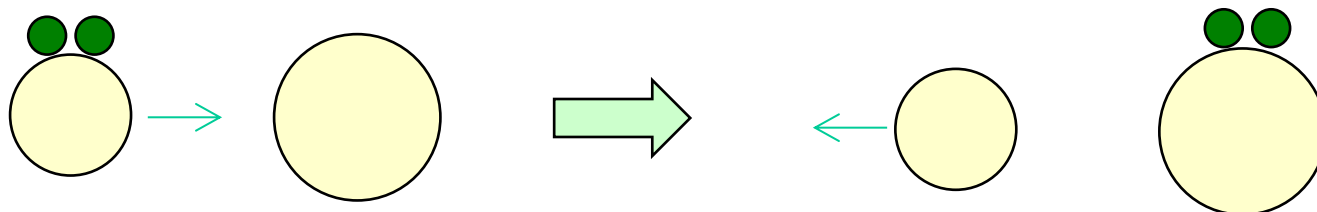
ダイニュートロン相関
= 2中性子の空間的相関

はじめに

原子核の対相関やダイニュートロン相関を
どのようにプローブする(できる)のか？

→いくつか方法が考えられるが、ここでは対移行反応
を議論する。

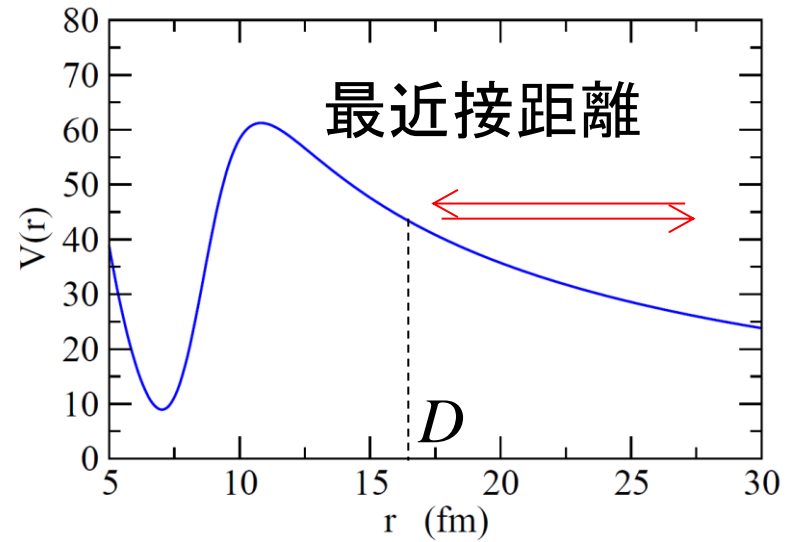
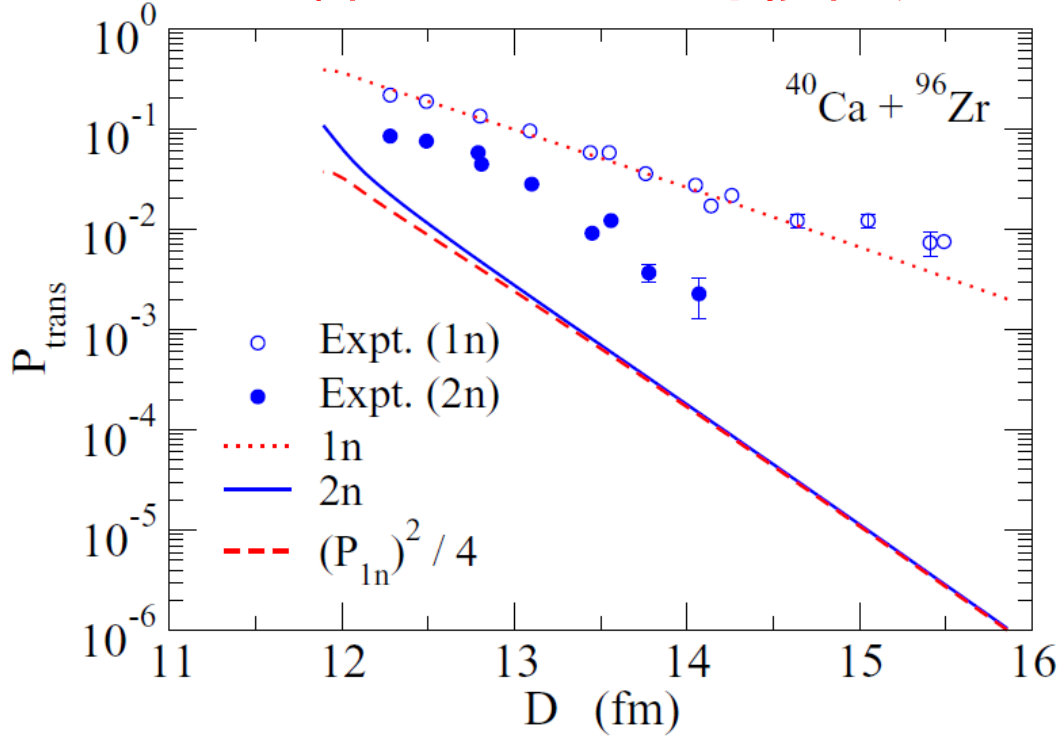
対相関の直接的なプローブとしての対移行反応



どのくらい「直接的」なのか？

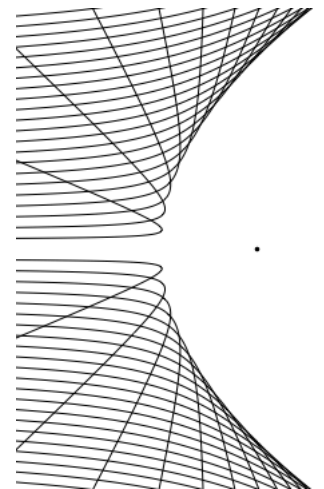
対移行反応と対相関

クーロン障壁以下での対移行反応



$$D = \frac{Z_P Z_T e^2}{2E} \left[1 + \sqrt{1 + \cot^2 \frac{\theta}{2}} \right]$$

$$P_{\text{tr}} \sim \frac{d\sigma_{\text{tr}}}{d\sigma_R}$$

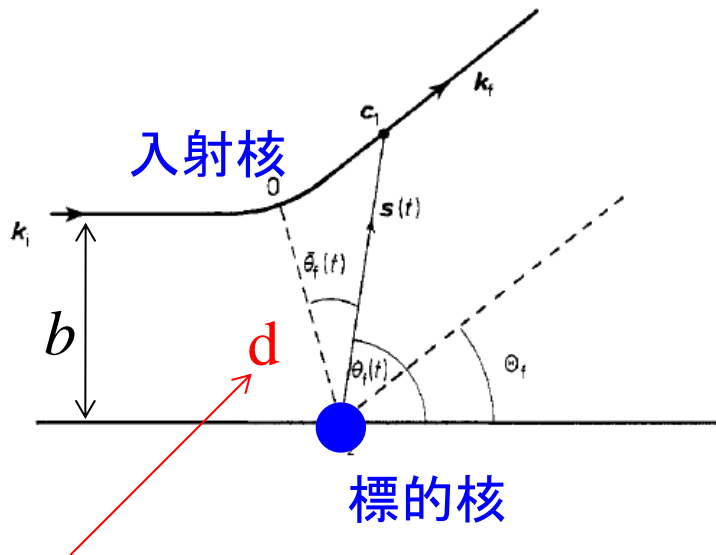


計算: K.H. and G. Scamps, PRC92 ('15) 064602

実験: L. Corradi et al., PRC84 ('11) 034603

(補足)ラザフォード軌道

* 高田健次郎先生
「インターネットセミナー」
2-5-A章が分かりやすい



クーロン力

$$V_c(r) = \frac{Z_P Z_T e^2}{r}$$

による古典的な軌道

最近接距離 (the distance of closest approach)

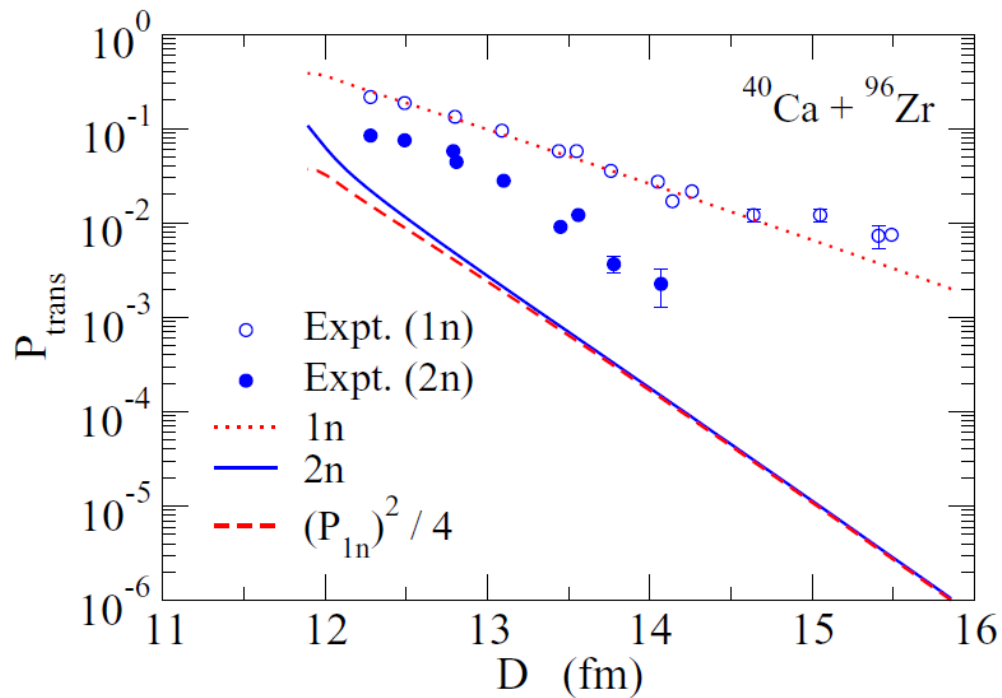
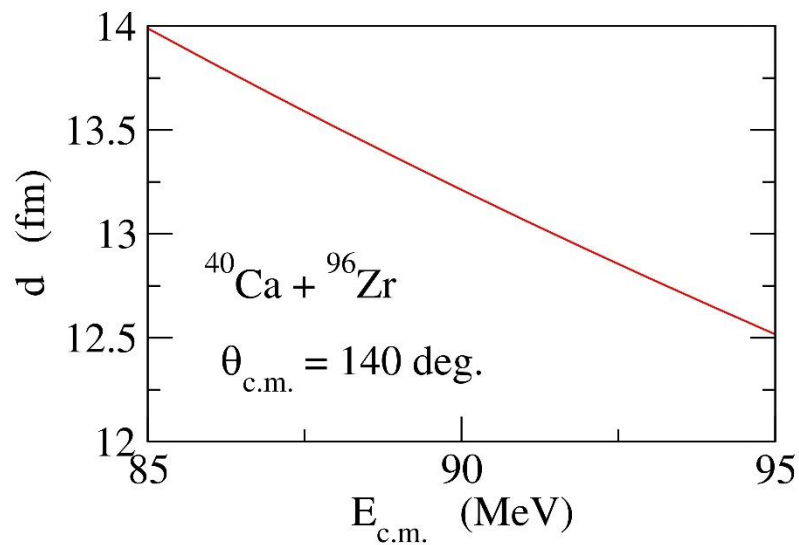
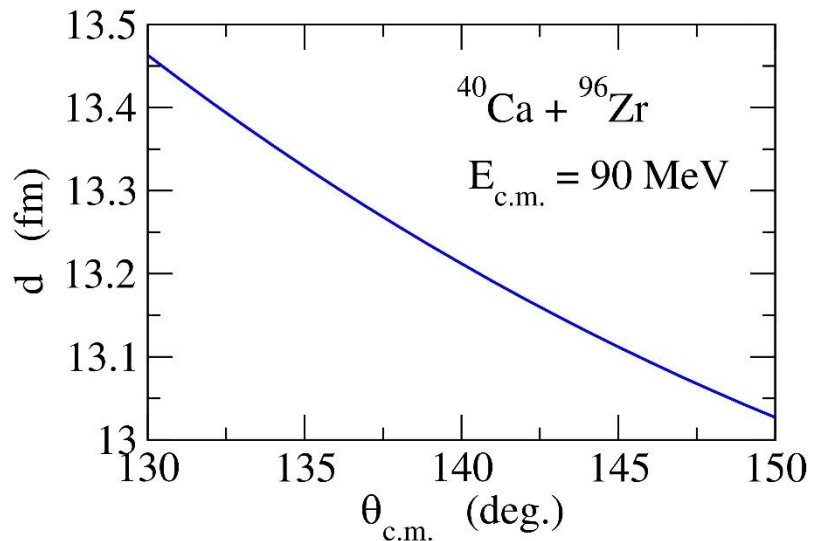
$$d = \frac{Z_P Z_T e^2}{2E} \left[1 + \sqrt{1 + \cot^2 \frac{\theta}{2}} \right]$$

θ は散乱角

→ 最近接距離は入射エネルギー E と散乱角 θ の関数

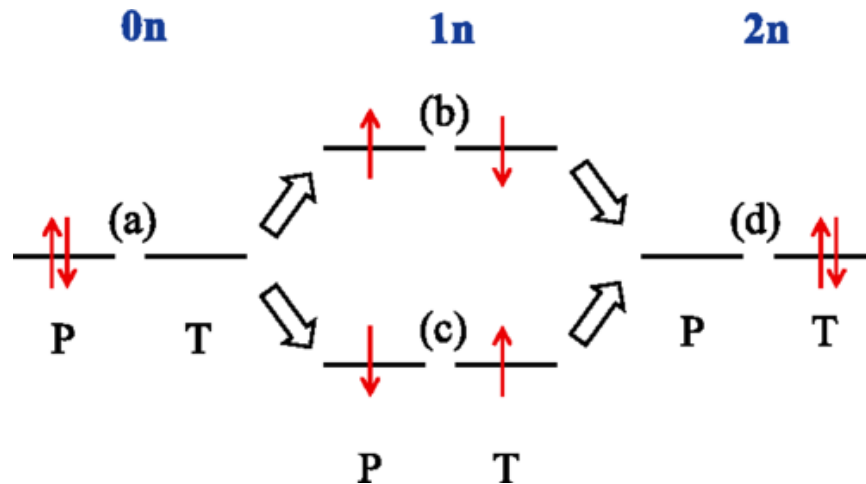
(補足)ラザフォード軌道

$$d = \frac{Z_P Z_T e^2}{2E} \left[1 + \sqrt{1 + \cot^2 \frac{\theta}{2}} \right]$$



無相関の場合の2中性子移行反応断面積

K. Hagino and G. Scamps, PRC92, 064602 (2015)



$$P_{1n} = 2|a_{1n}|^2 \quad \leftarrow \text{(a)-(b) と (a)-(c) の2つのプロセス}$$

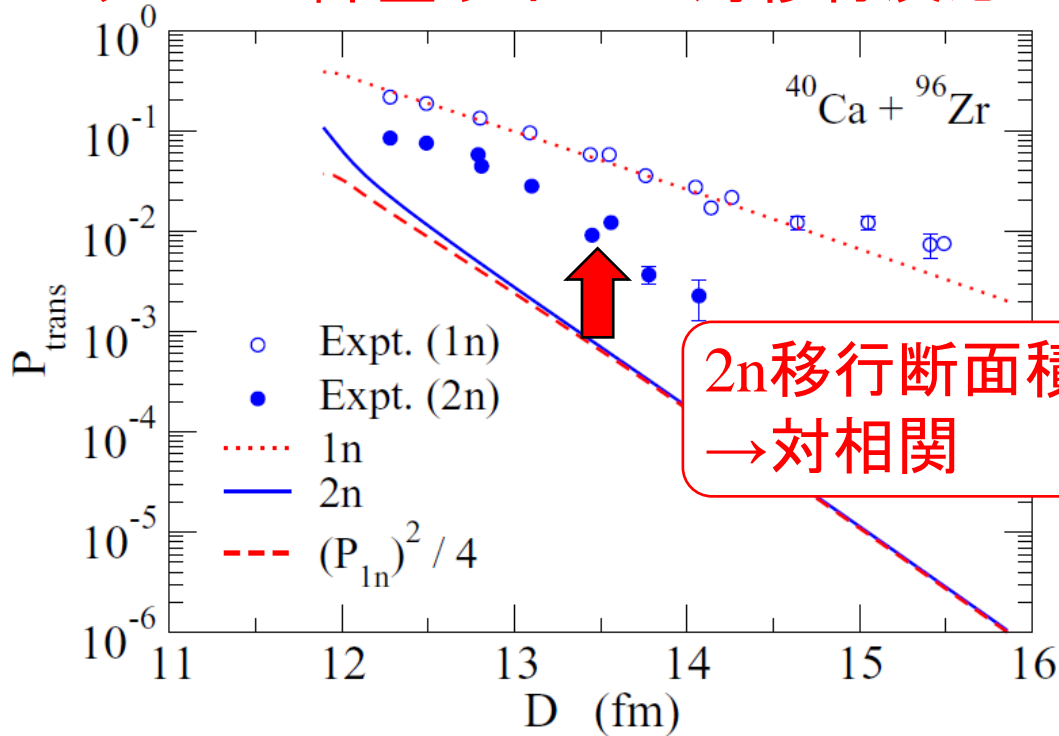
$$P_{2n} = |1/2 \times a_{1n}^2 \times 2|^2 = (P_{1n})^2 / 4$$

$\int_{-\infty}^{\infty} dt_1 \int_{t_1}^{\infty} dt_2 = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} dt_1 \int_{-\infty}^{\infty} dt_2$

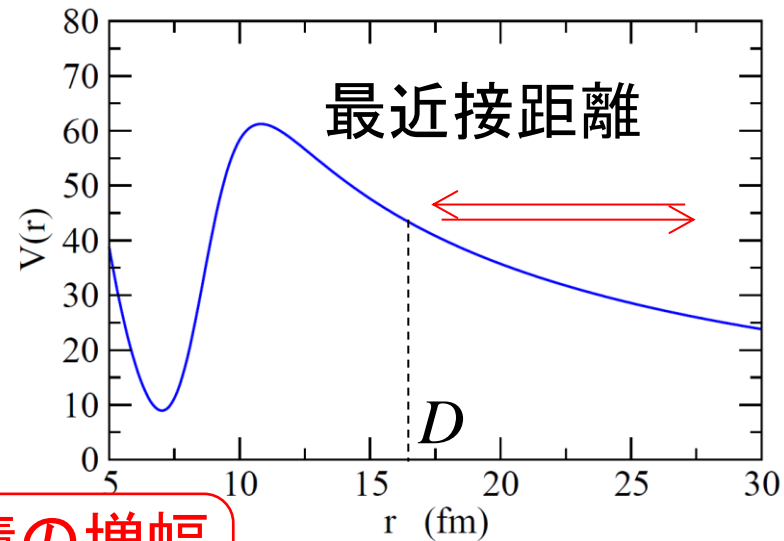
$\uparrow \qquad \qquad \qquad \uparrow \qquad \qquad \qquad \text{(a)-(b)-(d) と (a)-(c)-(d)}$

対移行反応と対相関

クーロン障壁以下での対移行反応



2n移行断面積の増幅
→ 対相関



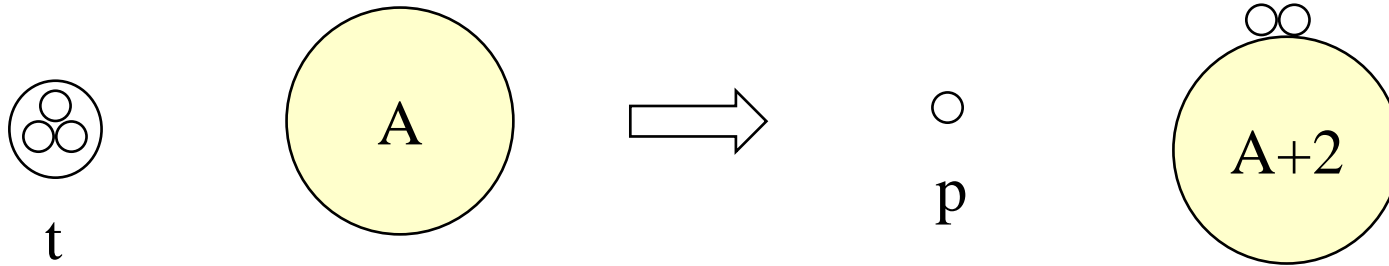
$$P_{\text{tr}} \sim \frac{d\sigma_{\text{tr}}}{d\sigma_R}$$

計算: K.H. and G. Scamps, PRC92 ('15) 064602

実験: L. Corradi et al., PRC84 ('11) 034603

c.f. H. Shimoyama and M. Matsuo,
PRC88, 054308 (2013)

(t,p)及び (p,t) 反応に対する one-step DWBAによる見積もり



$$\frac{\sigma(\text{BCS} \rightarrow \text{BCS})}{\sigma_{\text{sp}}} = \frac{1}{j + 1/2} \left(\frac{\Delta}{G} \right)^2$$

S. Yoshida, Nucl. Phys. 33 ('62) 685

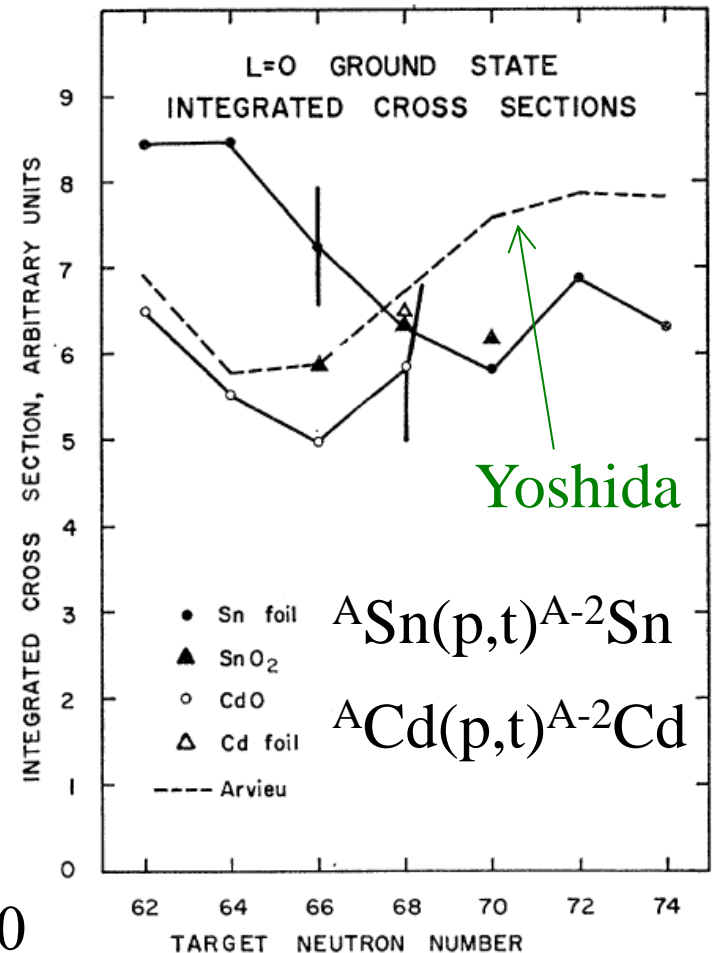
吉田思郎さん

$$\langle \text{BCS} | \left(\sum_{k>0} a_k^\dagger a_k^\dagger \right) | \text{BCS} \rangle = \frac{\Delta}{G}$$

$\Delta \sim 1$ MeV, $G \sim 0.15$ MeV, $j = 5/2$ とすると
15倍程度の増幅

G. Bassani et al.,

Phys. Rev. 139 ('65) B830

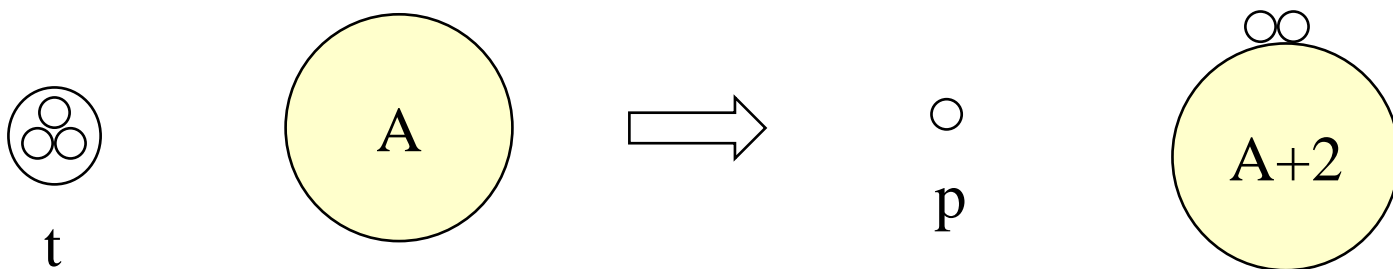


対移行反応と対相関

これで話が尽きてたらよかったのだが。。。

対移行反応: 反応機構が複雑で、対移行断面積から対相関の情報を引き出すのはそれほど単純ではない

そもそも、1ステップの対移行がメインではない



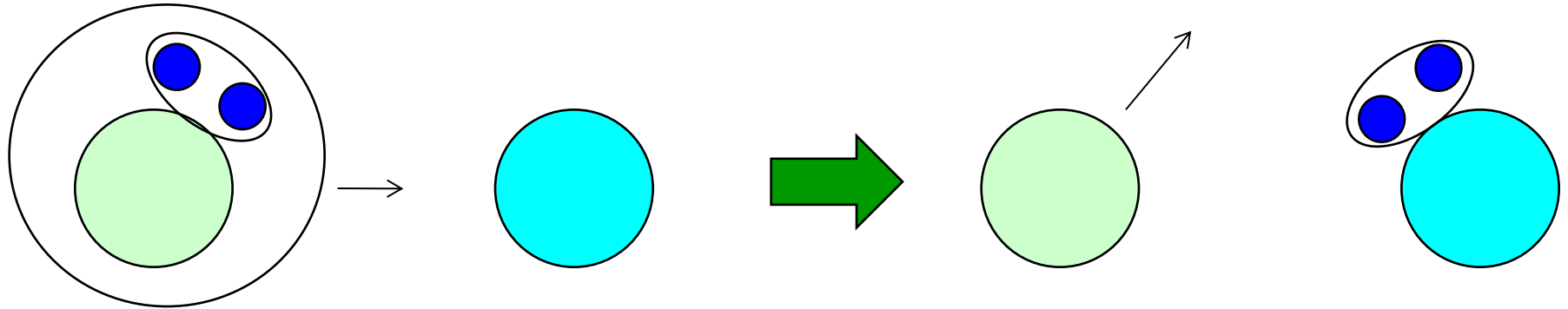
注意事項

- * 1ステップ、2ステップというのは摂動論に立脚した用語
→ 非摂動ハミルトニアンを選び方に結論は依存する可能性あり

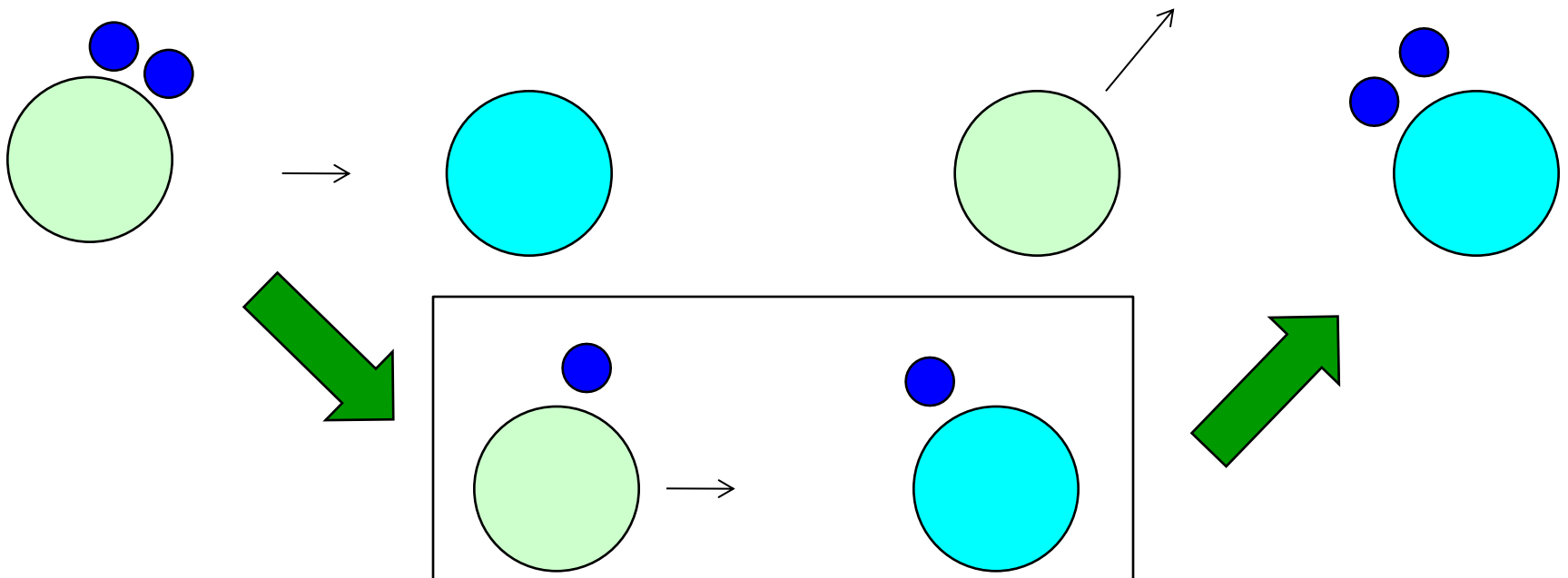
$$h = \underline{t} + \underline{V_T(r)} + \underline{V_P(r)}$$

1ステップか2ステップか?

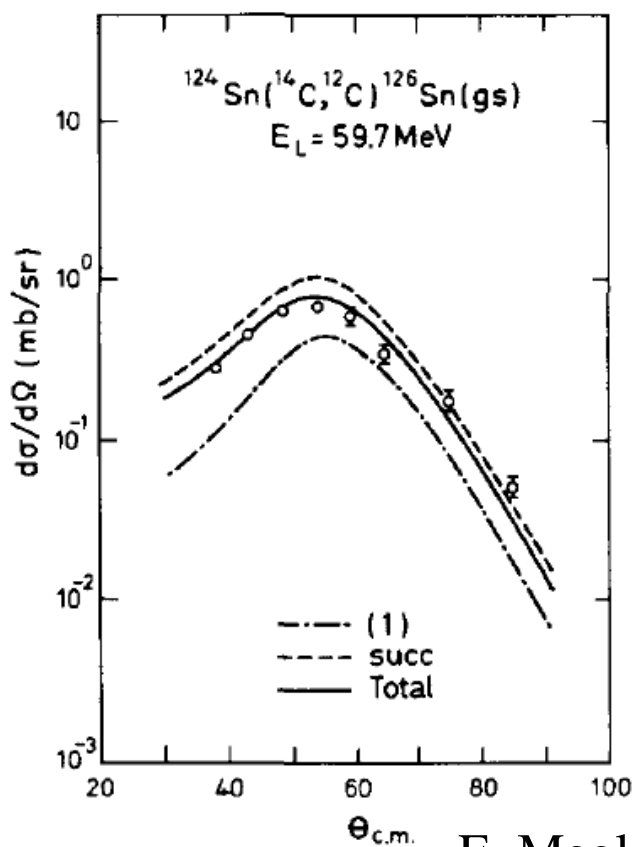
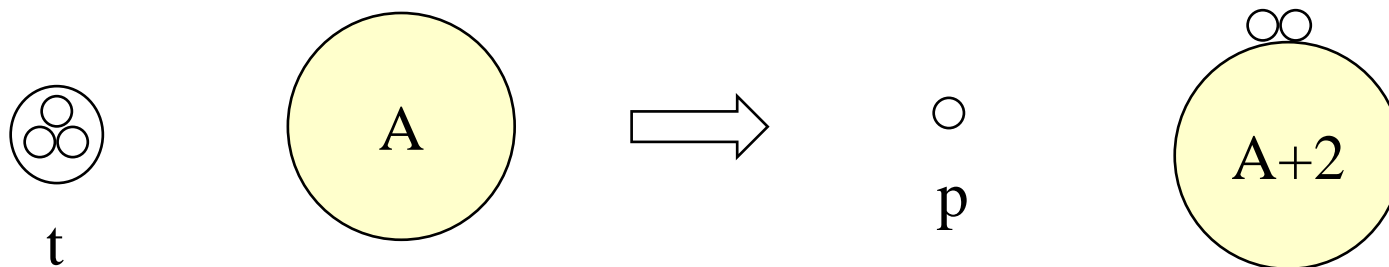
1ステップ (simultaneous/direct)



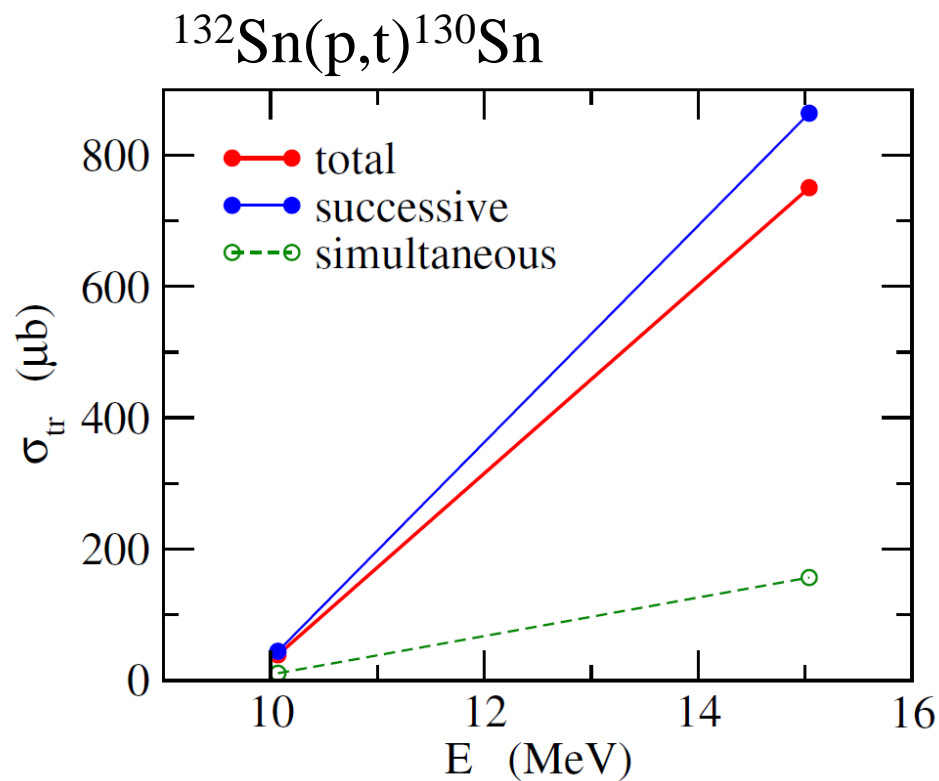
2ステップ (sequential):



そもそも、1ステップの対移行がメインではない



E. Maglione et al. PLB ('85)

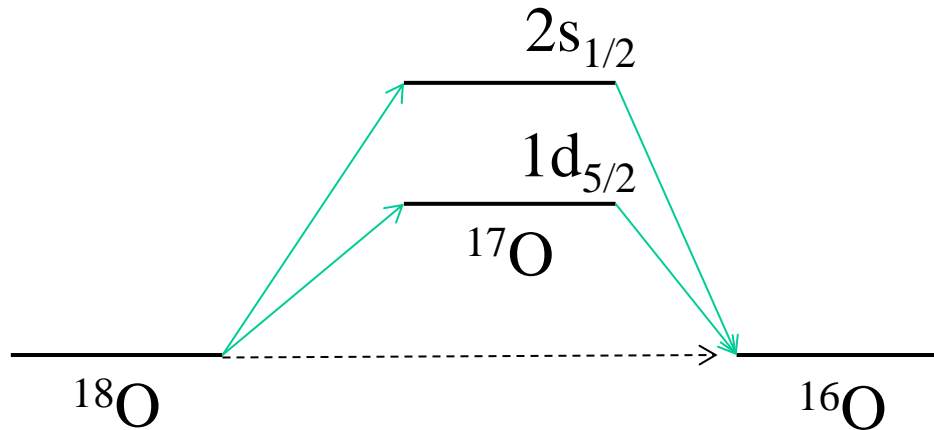


G. Potel et al., PRL ('11)

→メインプロセスは連続的1粒子移行反応

そもそも、1ステップの対移行がメインではない

→メインプロセスは連続的1粒子移行反応



$$0.8 (1d_{5/2})^2 \\ +0.6 (2s_{1/2})^2$$

対相関→複数の1粒子移行プロセスのコヒーレントな重ね合わせ

* 実際には、相手側の原子核の超流動性も考慮しなければならない

入射エネルギー依存性? →まだ十分に調べられていない

対移行反応と対相関

対移行反応：反応機構が複雑で、対移行断面積から対相関の情報を引き出すのはそれほど単純ではない

更に考慮しなければならない点：

対追加強度関数

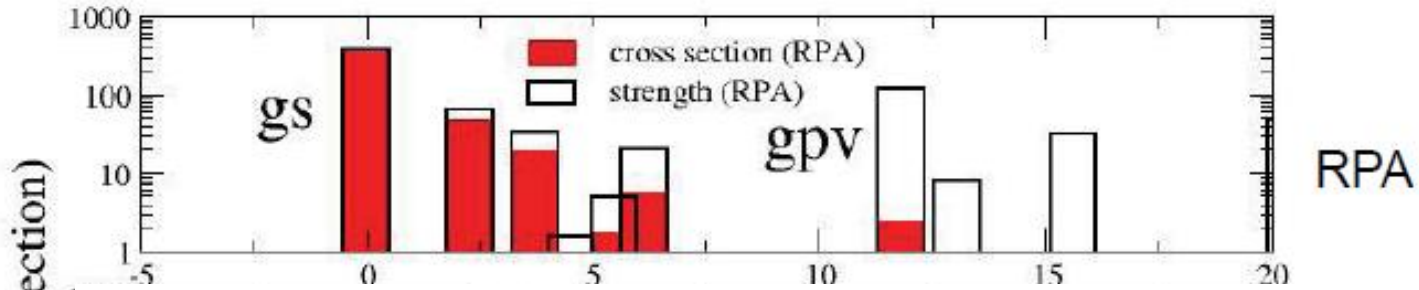
$$S_k = |\langle (A + 2)_k | \psi^\dagger \psi^\dagger | \text{Ag.s.} \rangle|^2$$

この量が移行反応断面積に直接反映されるわけではない。

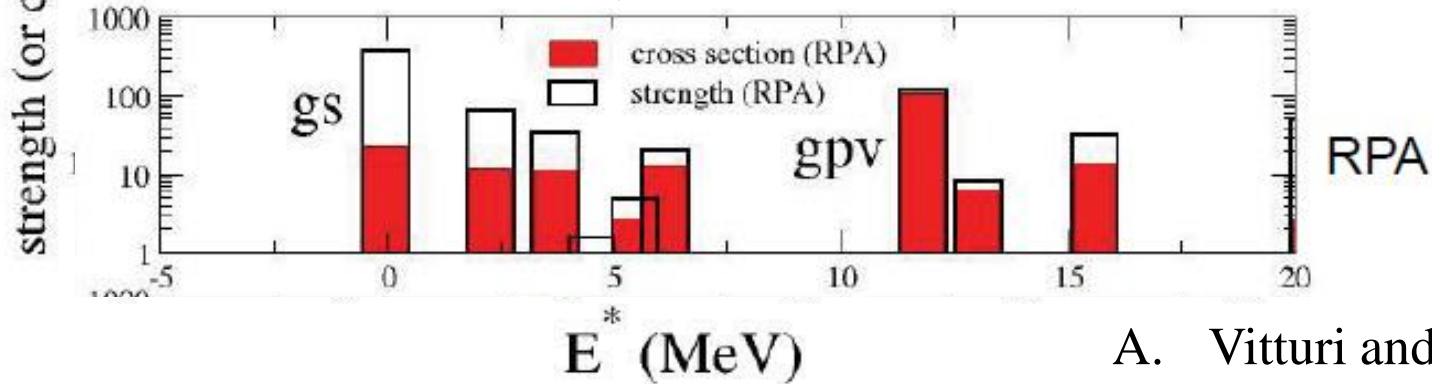
白: 対追加強度 $S = |\langle {}^{210}\text{Pb} | \psi^\dagger \psi^\dagger | {}^{208}\text{Pb} \rangle|^2$

赤: 異なる2つの反応系に対する対移行断面積 (E は論文に書いてない)

${}^{208}\text{Pb} ({}^{18}\text{O}, {}^{16}\text{O}) {}^{210}\text{Pb} (0^+)$



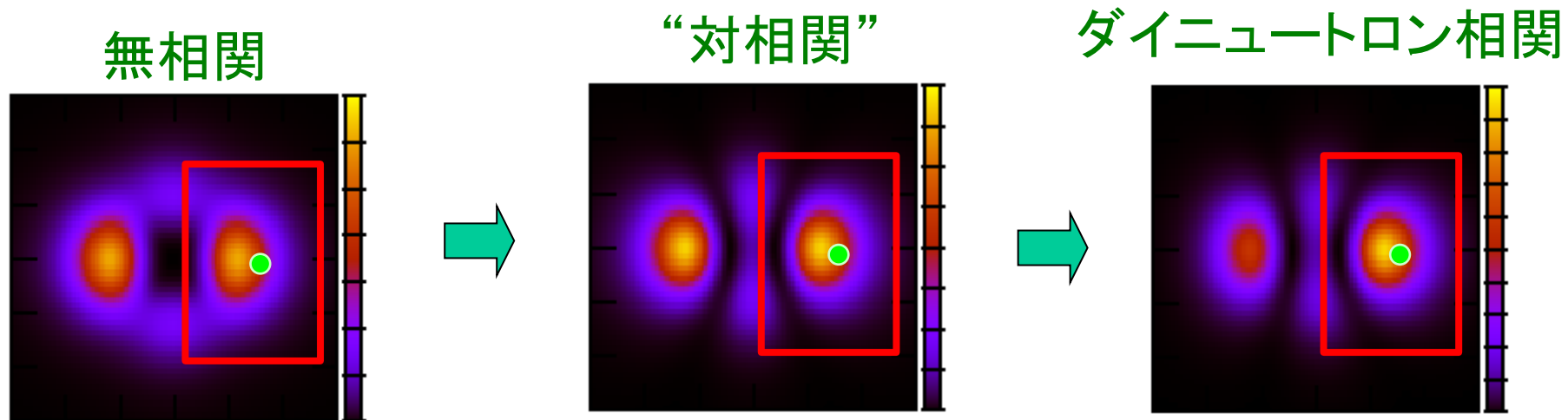
${}^{208}\text{Pb} ({}^6\text{He}, {}^4\text{He}) {}^{210}\text{Pb} (0^+)$



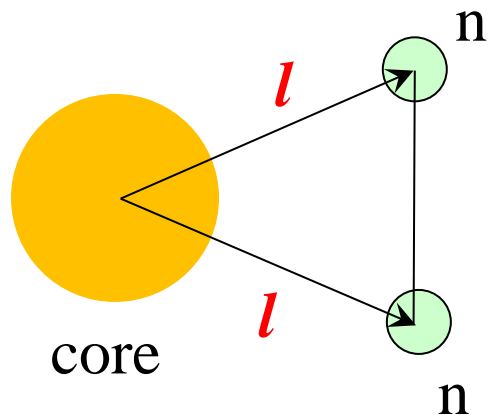
A. Vitturi and H.M. Sofia,
PTP Suppl. 196 ('12) 72

強度が大きくても断面積が大きいわけではない
→ 反応ダイナミックスのため (Q値マッチングなど)

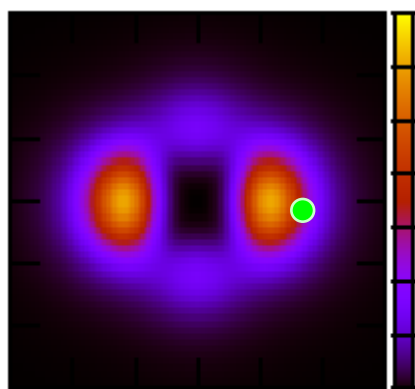
更に考慮しなければならない点:対移行反応とダイニュートロン相関



ダイニュートロン相関: 2中性子間の空間的相関
空間的にコンパクト



single- l



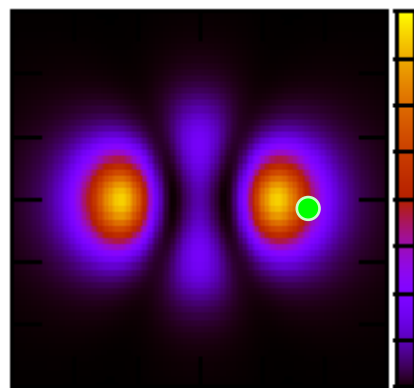
-6 -4 -2 0 2 4 6
z (fm)

$$\Psi_{\text{g.s.}}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \mathcal{A} \sum_{nn'jl} C_{nn'jl} [\phi_{njl}(\mathbf{r}_1) \phi_{n'jl}(\mathbf{r}_2)]^{(I=0)}$$

$$\rightarrow \rho_2(\mathbf{r}) = |\Psi_{\text{g.s.}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')|_{\mathbf{r}'=z_0}^2$$

l を偶数だけに
制限すると

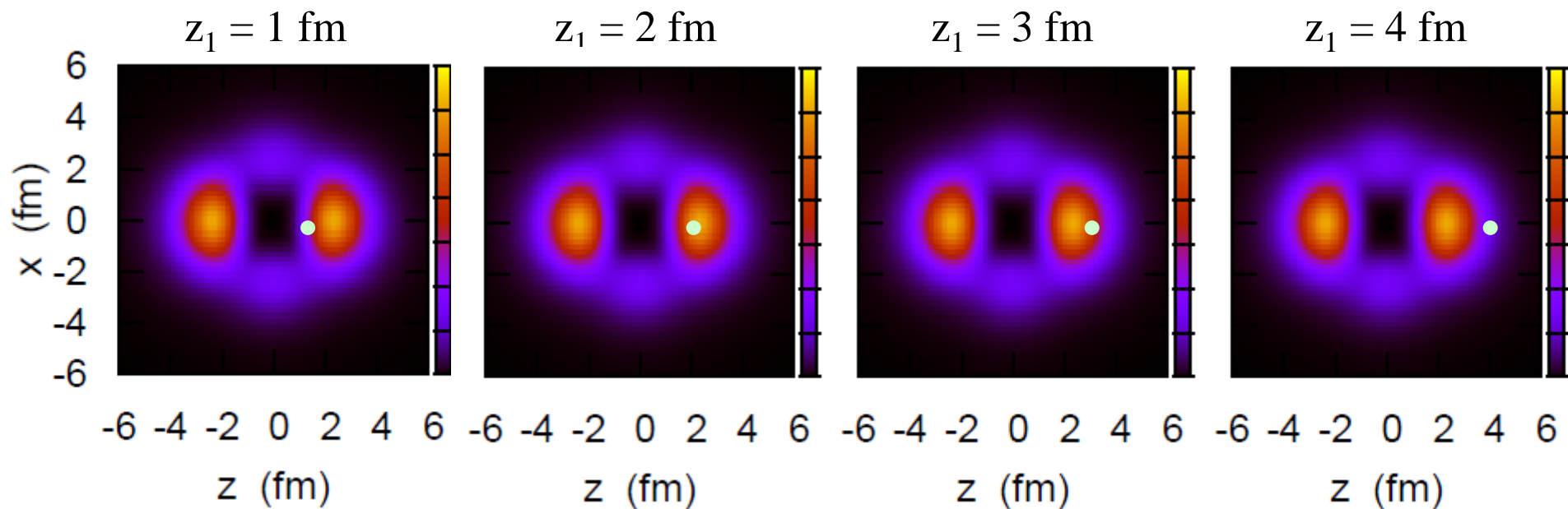
multi- l , but
even l only



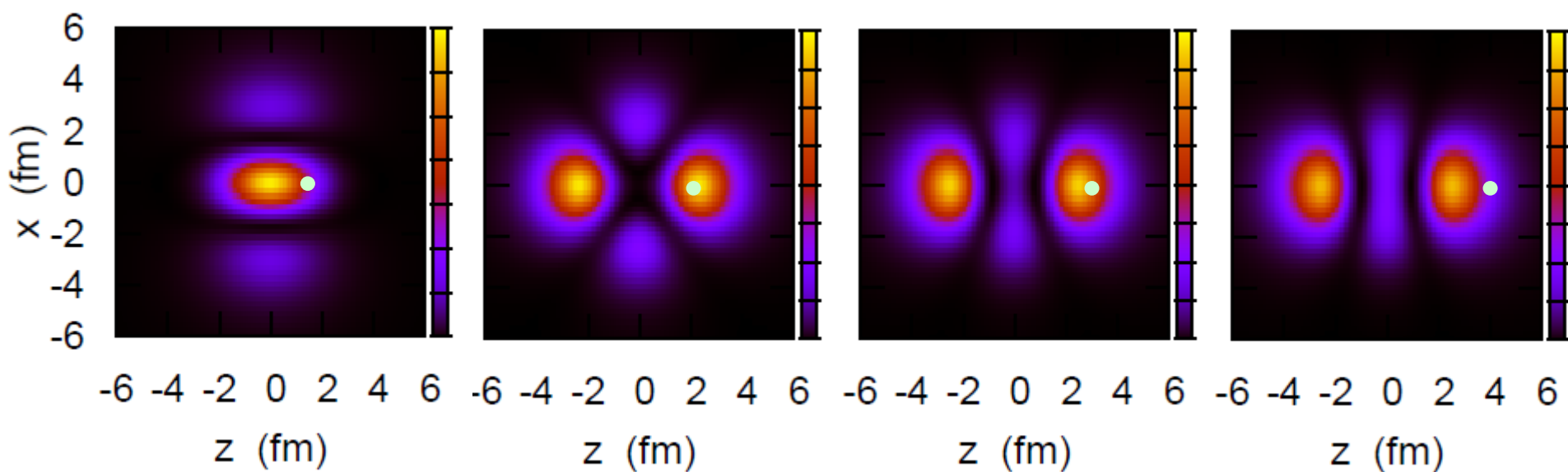
-6 -4 -2 0 2 4 6

コア核をはさんで
左右対称な分布

相関なし

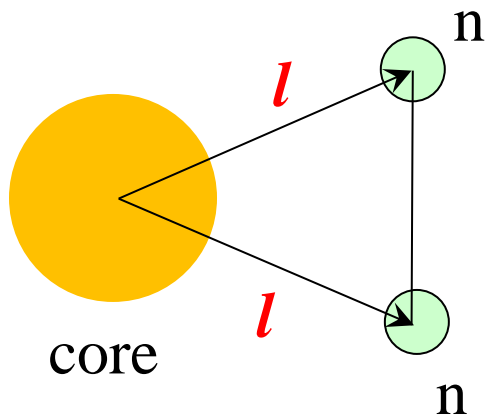


相関あり



ダイニュートロン相関: 2中性子間の空間的相関

$$^{18}\text{O} = ^{16}\text{O} + n + n$$



single- l

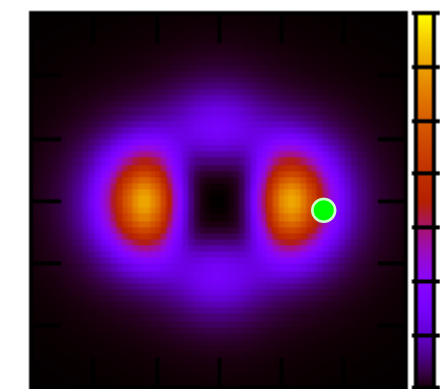
$$\Psi_{\text{g.s.}}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \mathcal{A} \sum_{nn'jl} C_{nn'jl} [\phi_{njl}(\mathbf{r}_1) \phi_{n'jl}(\mathbf{r}_2)]^{(I=0)}$$

$$\rightarrow \rho_2(\mathbf{r}) = |\Psi_{\text{g.s.}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')|_{\mathbf{r}'=z_0}^2$$

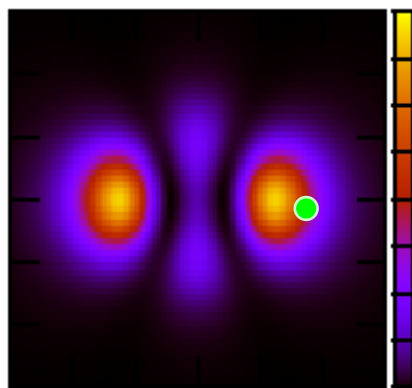
すべての l を
含めると

multi- l , but
even l only

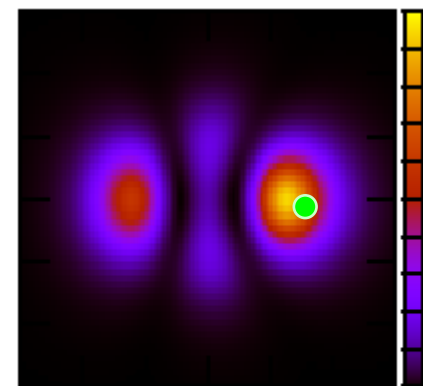
multi- l ,
both even and odd l



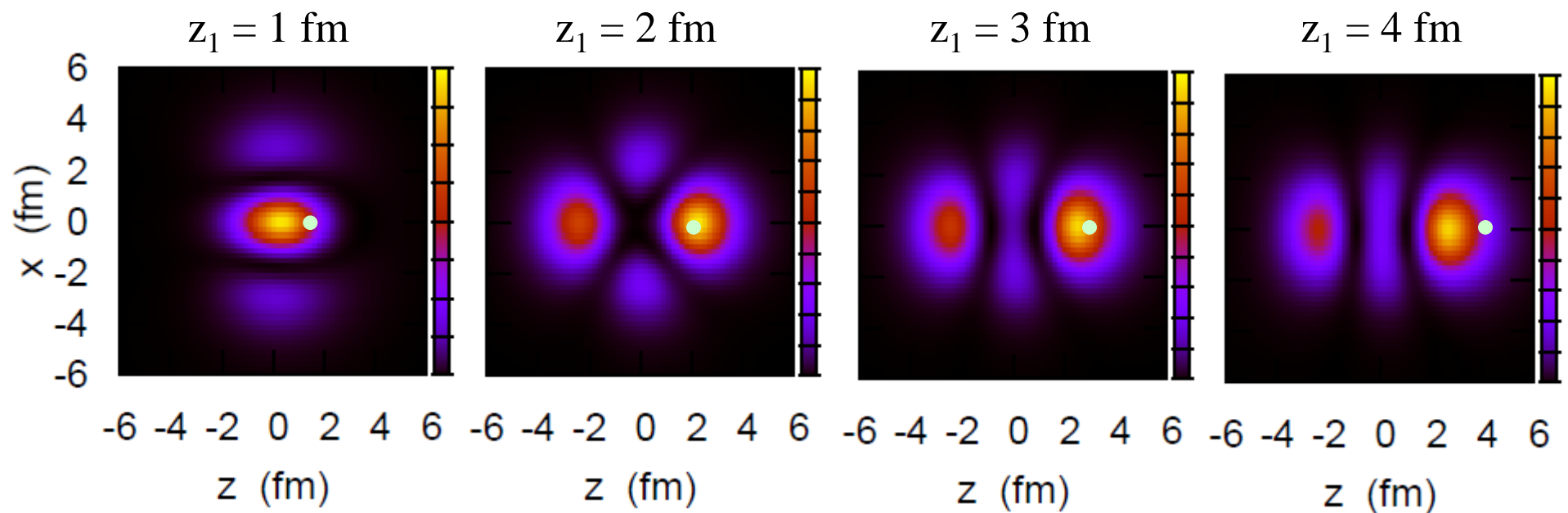
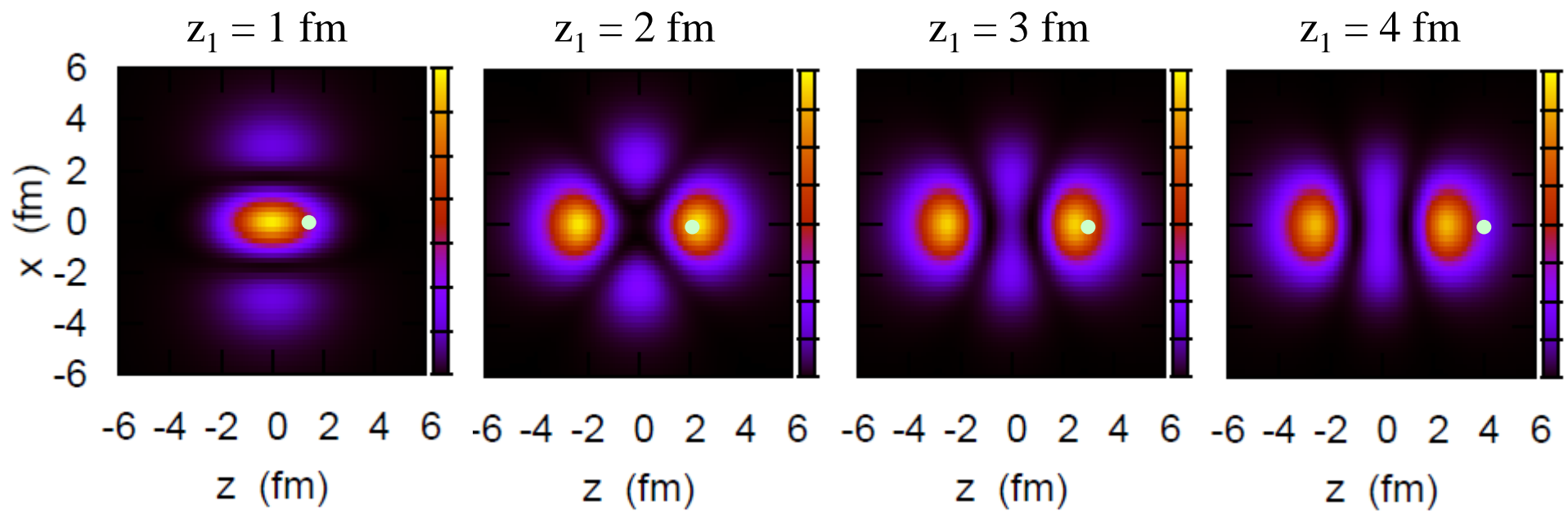
-6 -4 -2 0 2 4 6
z (fm)



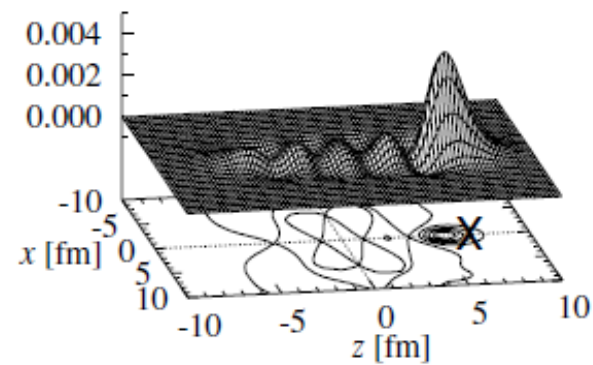
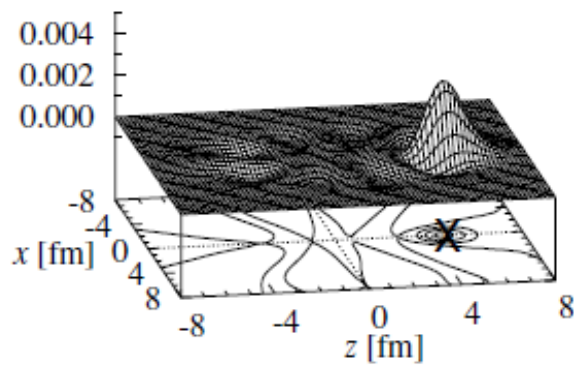
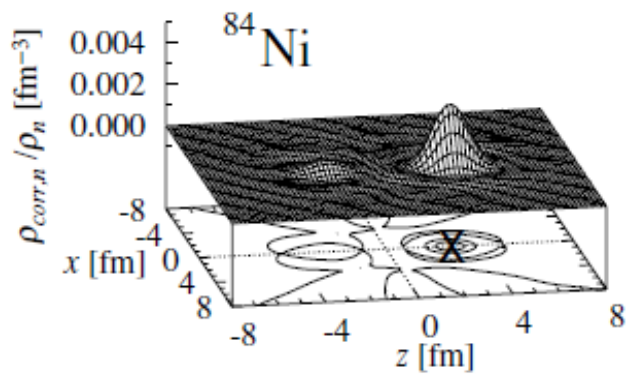
-6 -4 -2 0 2 4 6



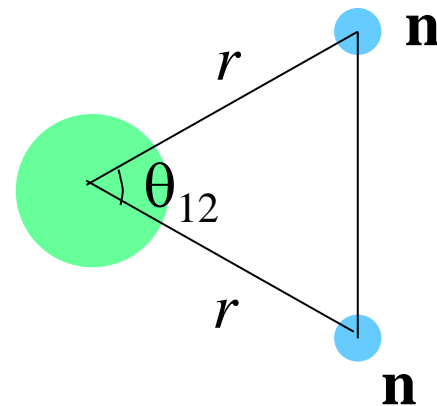
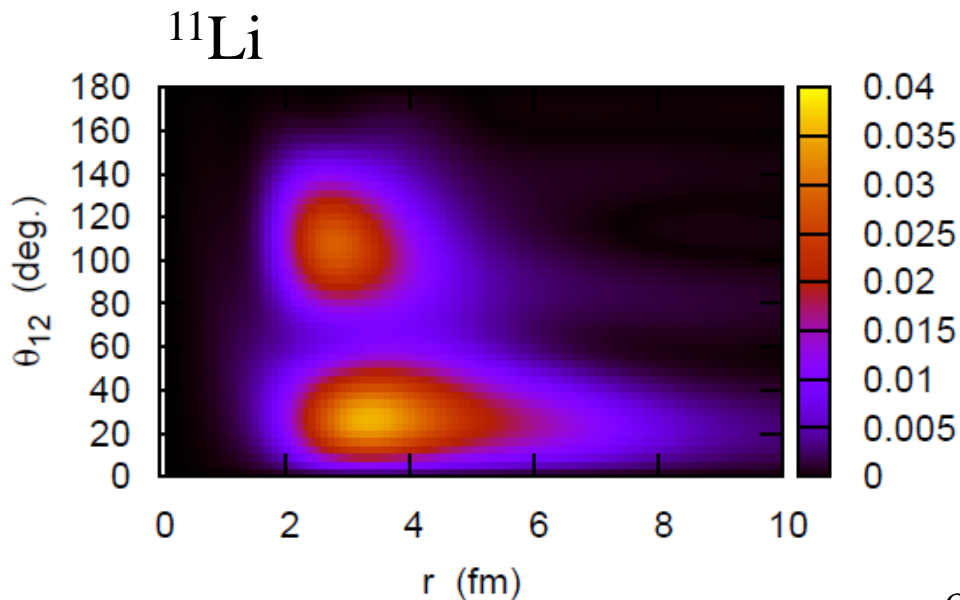
-6 -4 -2 0 2 4 6
z (fm)



中性子過剰核におけるダイニュートロン相関



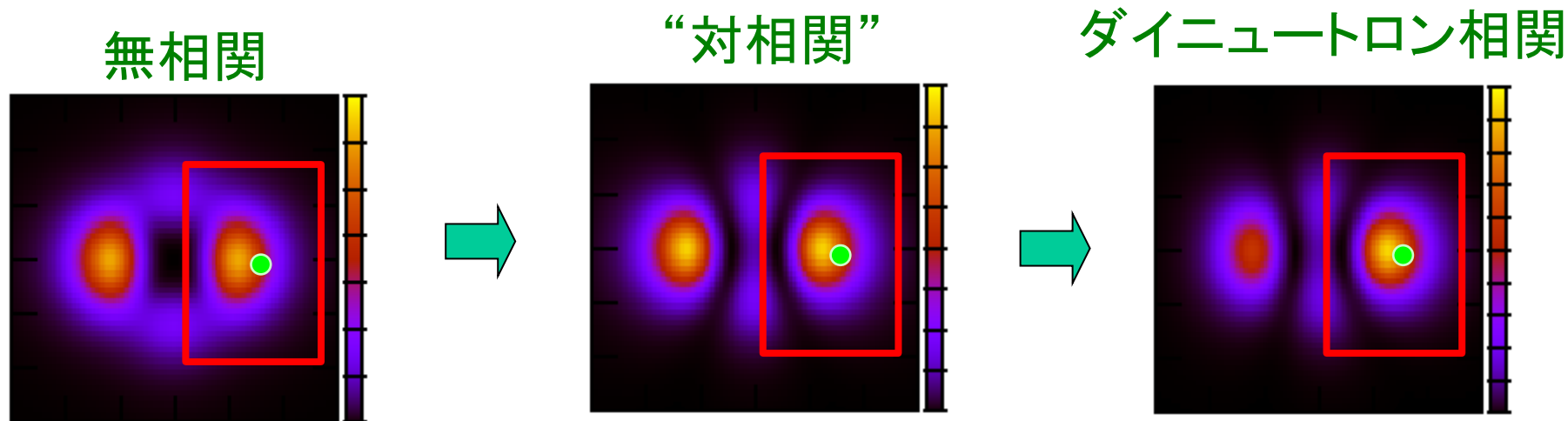
M. Matsuo, K. Mizuyama, and Y. Serizawa, PRC71('05)064326
Skyrme HFB



K. Hagino and H. Sagawa,
Phys. Rev. C72 ('05) 044321

cf. Y. Kanada-En'yo, PRC76 ('07) 044323

更に考慮しなければならない点: 対移行反応とダイニュートロン相関



赤い四角: 対移行反応でプローブする領域だとすると

→ 対移行は「無相関」と「“対相関”」は区別するが、
「“対相関”」と「ダイニュートロン相関」は区別しない(?)

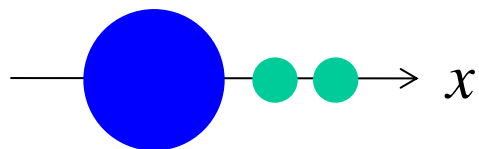
cf. A. Insolia, R.J. Liotta, and E. Maglione,
J. of Phhys. G15 ('89) 1249

→ 弱束縛性に即した新たな視点での研究が必要(これからの課題)

cf. (${}^4\text{He}$, ${}^6\text{He}$) 反応 @ OEDO

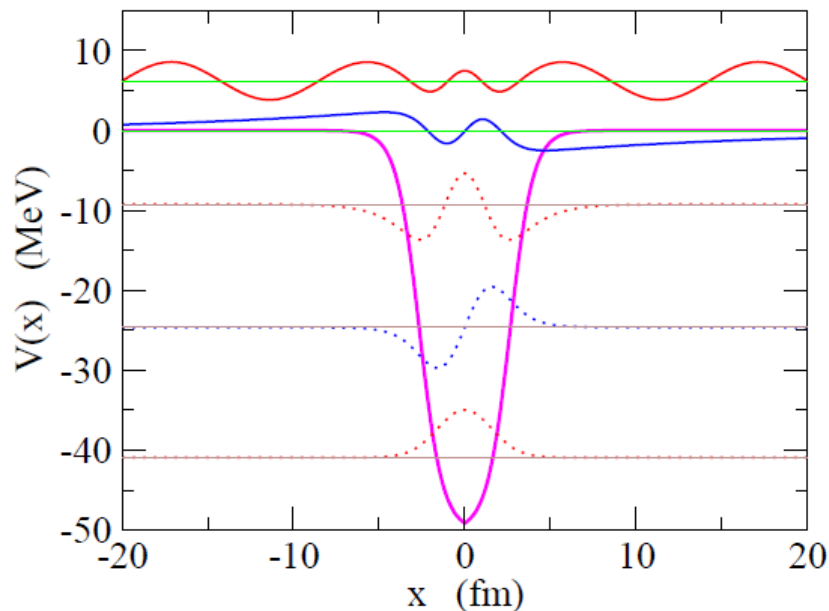
1次元3体模型による対移行反応

摂動論に依らない解析をすることが重要→時間依存アプローチ？



K.H., A. Vitturi, F. Perez-Bernal,
and H. Sagawa, J. of Phys. G38 ('11) 015105
に基づく計算

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + V(x_1) - \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} + V(x_2) + v_{nn}(x_1, x_2)$$

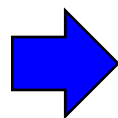
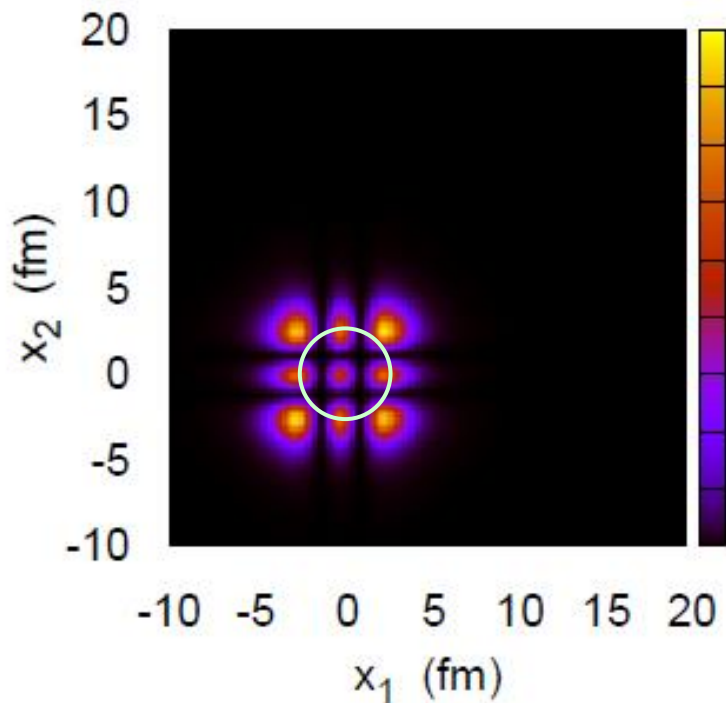


$$v_{nn}(x_1, x_2) = -g \left(\frac{V(\bar{x})}{V_0} \right) \delta(x_1 - x_2)$$

原子核内部でのみ対相関
がはたらく

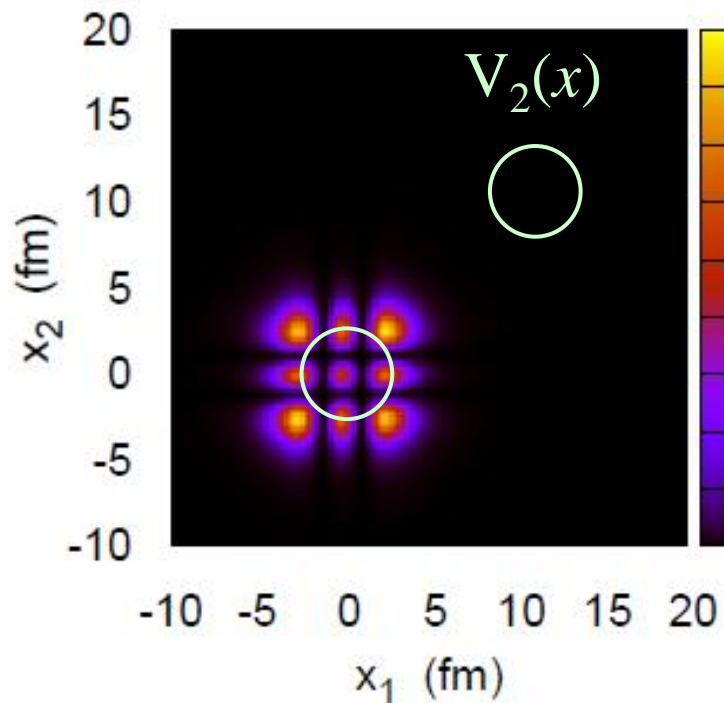
$$\rightarrow \Psi_{\text{gs}}(x_1, x_2)$$

$$\rho(x_1, x_2) = |\Psi_{\text{gs}}(x_1, x_2)|^2$$



$t > 0$ でポテンシャルを足す

$$H \rightarrow H = H_0 + V_2(x_1) + V_2(x_2)$$



時間発展

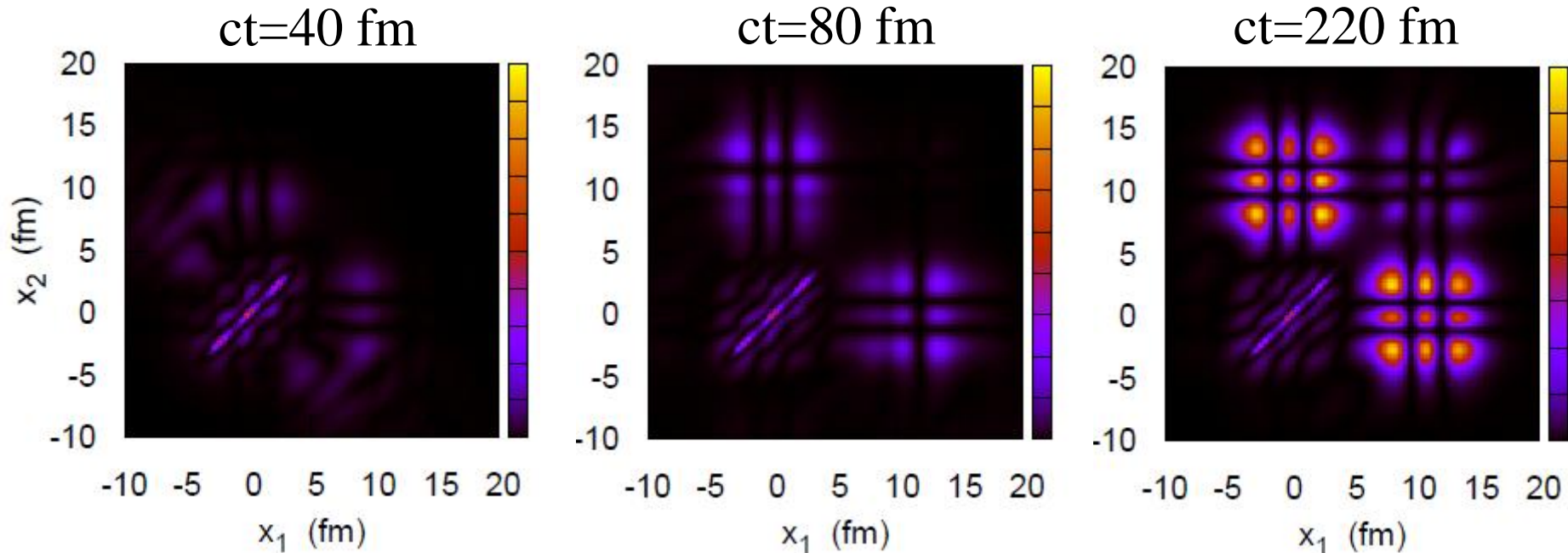
$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(x_1, x_2, t) = H \Psi(x_1, x_2, t)$$

$$\Psi(x_1, x_2, t = 0) = \Psi_{\text{gs}}(x_1, x_2)$$

波動関数を初期波動関数とそれ以外に分ける:

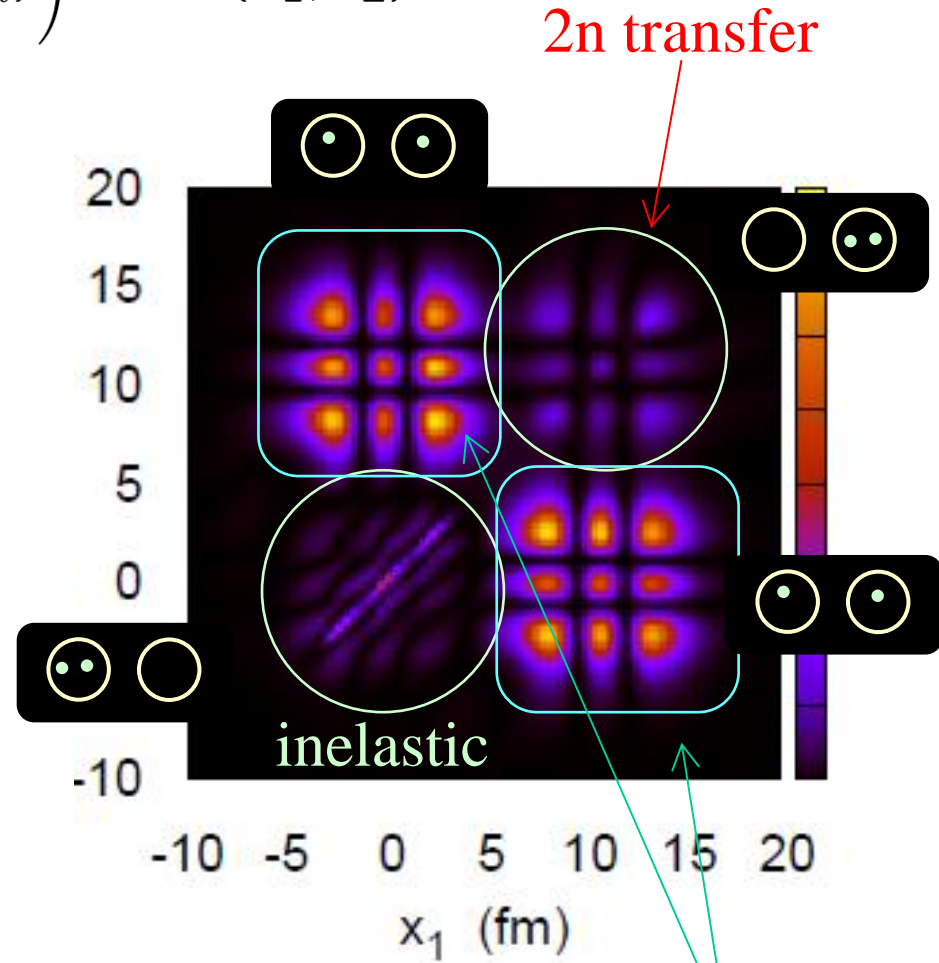
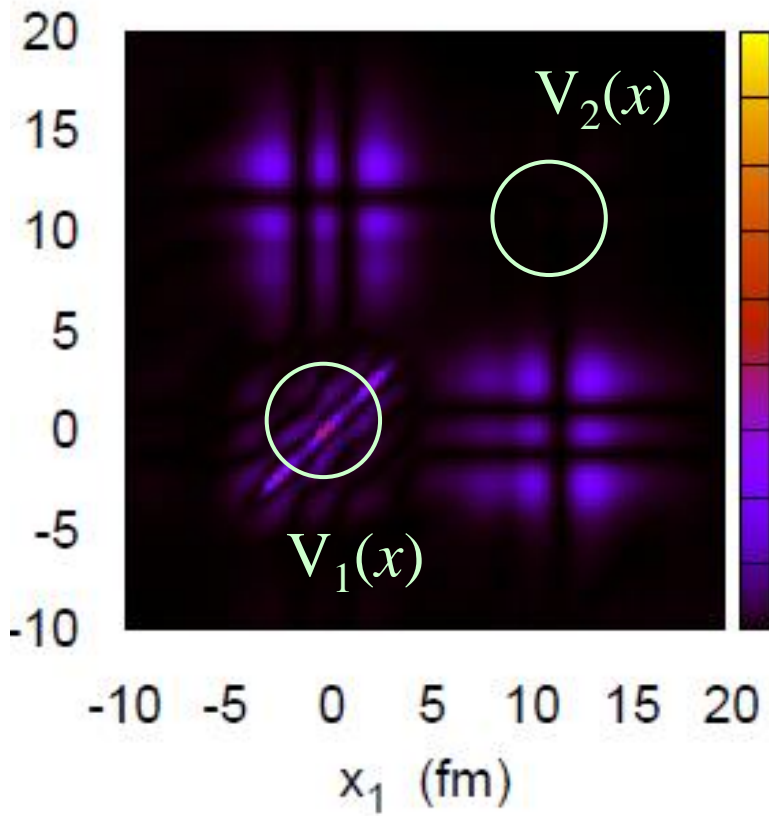
$$\Psi(x_1, x_2, t) = \alpha \Psi_{\text{gs}}(x_1, x_2) + \tilde{\Psi}(x_1, x_2, t)$$

$$\rightarrow \tilde{\rho}(x_1, x_2, t) = |\tilde{\Psi}(x_1, x_2, t)|^2$$



$$H = \sum_{i=1,2} \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} + V_1(x_i) + V_2(x_i) \right) + v_{nn}(x_1, x_2)$$

$$H_{\text{ini}} = \sum_{i=1,2} \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} + V_1(x_i) \right) + v_{nn}(x_1, x_2)$$



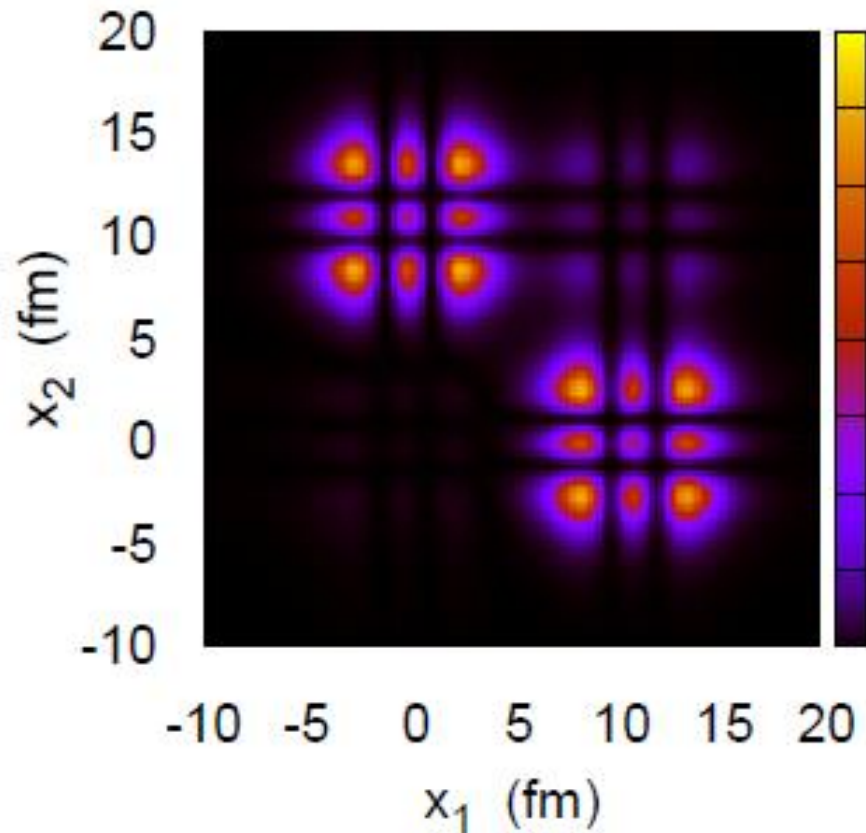
「sequential 1n 移行」が2n移行のメインなプロセス

1n transfer

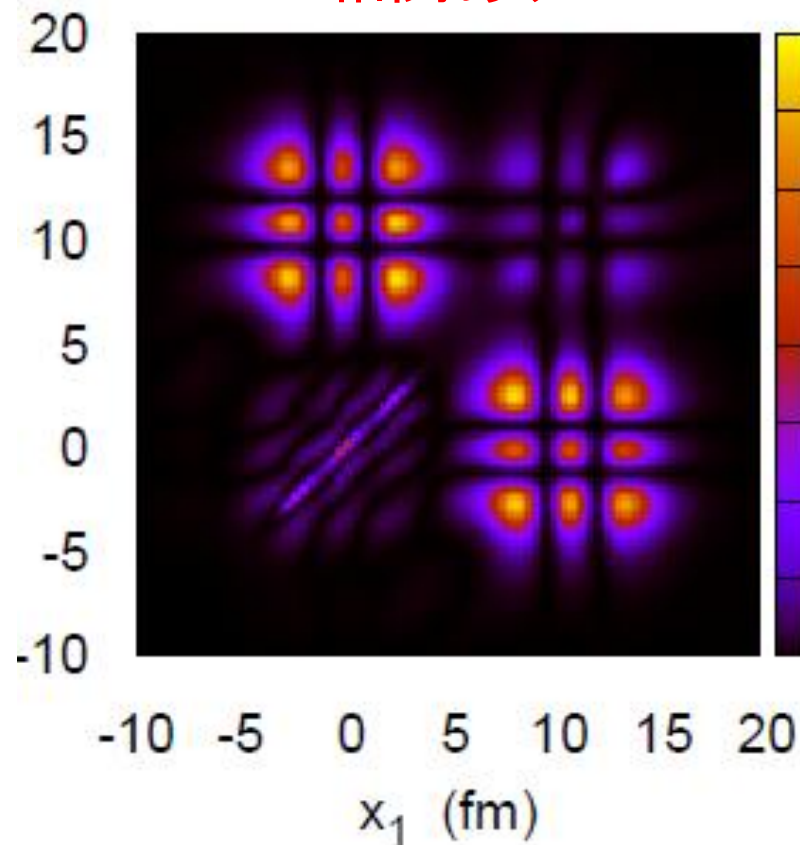
対相関の果たす役割

$ct=220$ fm

相関なし



相関あり



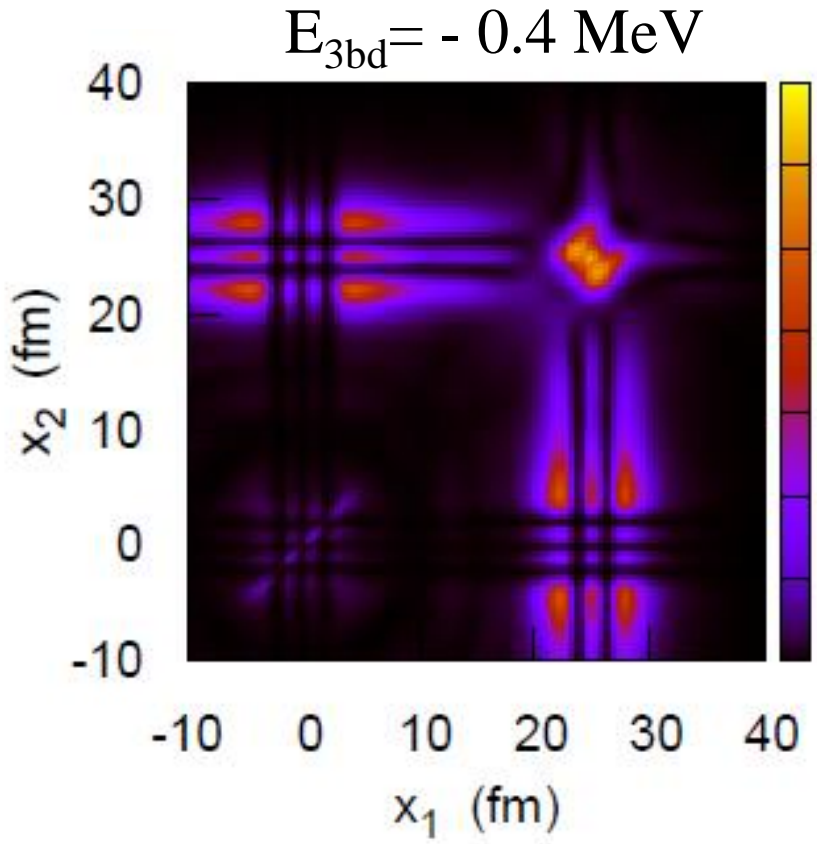
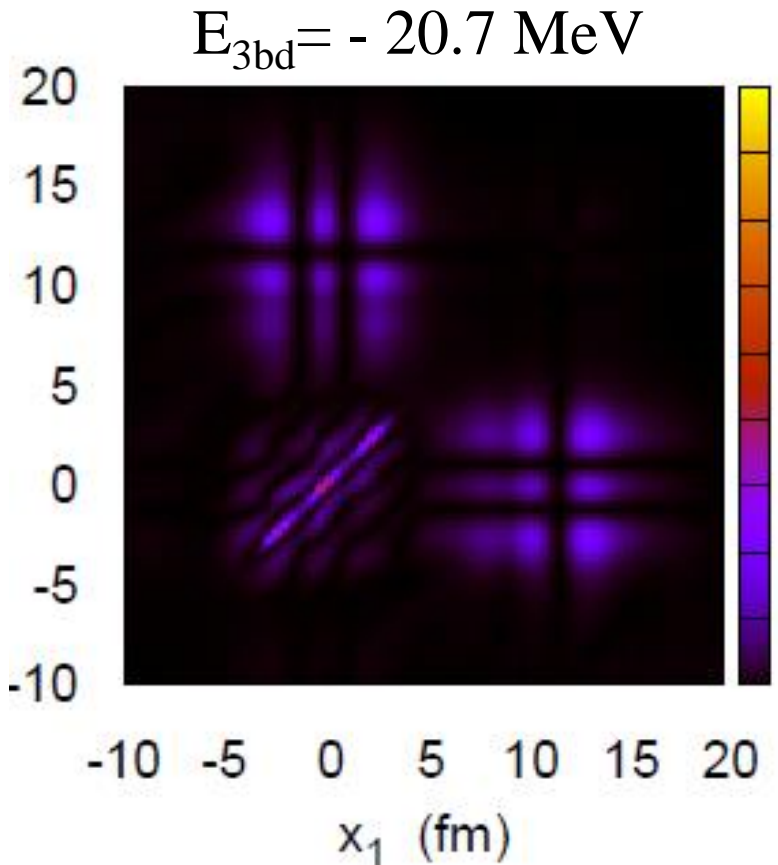
相関により、

- ・非弾性散乱
- ・2中性子移行反応

の確率が増大

弱束縛の場合とそうでない場合の比較

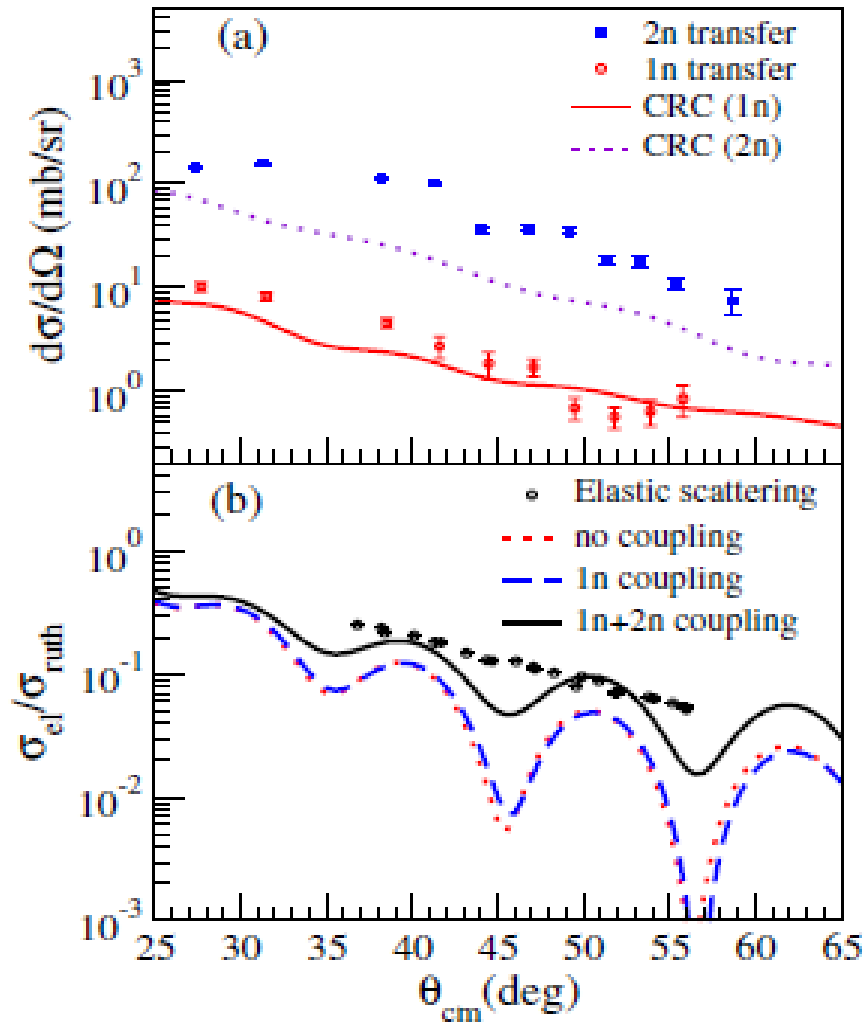
ct=80 fm



弱束縛になると $P_{2n} > P_{1n}$ (実験データと整合)

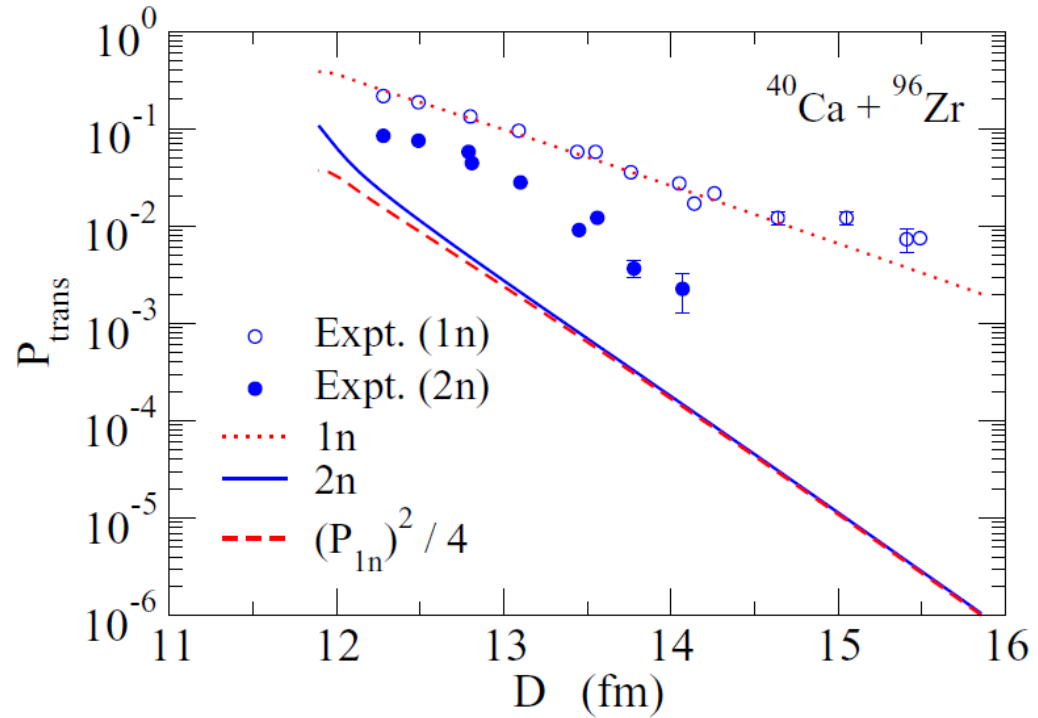
ボロミアン核の対移行反応: 実験データ

${}^6\text{He} + {}^{65}\text{Cu}$ (GANIL)



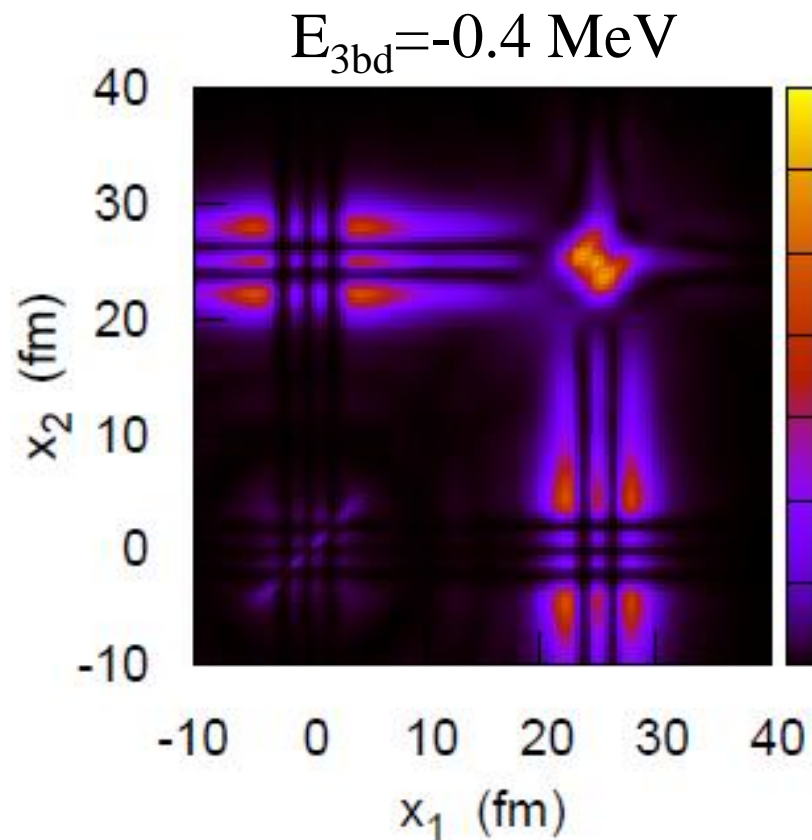
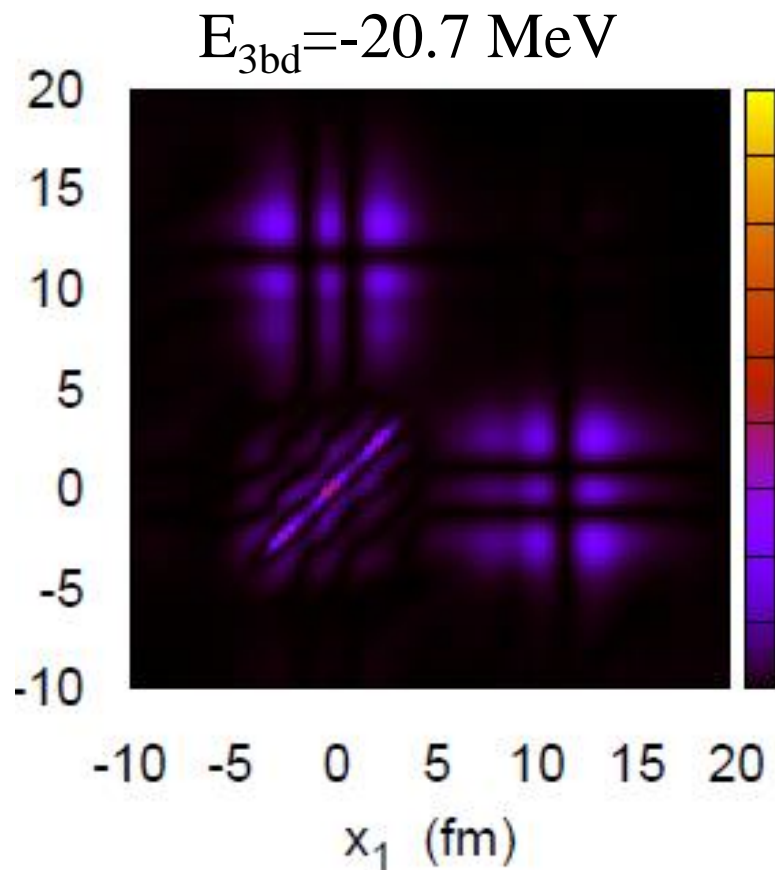
$E_{\text{lab}} = 22.6 \text{ MeV}$

A. Chatterjee et al., PRL101('08)032701



- 1n 移行に比べて 2n 移行が主
- これはボロミアン核の特徴 (安定核では 1n 移行が主)

ct=80 fm



時間依存アプローチ: 複雑な対移行反応を理解するための有効な手段

- 現実的な計算にするためには:
- 3次元化
 - 2番目のWSポテンシャルを動かす

まとめ

➤ 2核子移行反応: 対相関に敏感

✓ ただし、反応機構が複雑で、対相関との関りは直接的ではない

➡ 今後の課題: どのように対凝縮の情報をクリアに引き出す？

➤ 反応機構 → 2ステップDWBA

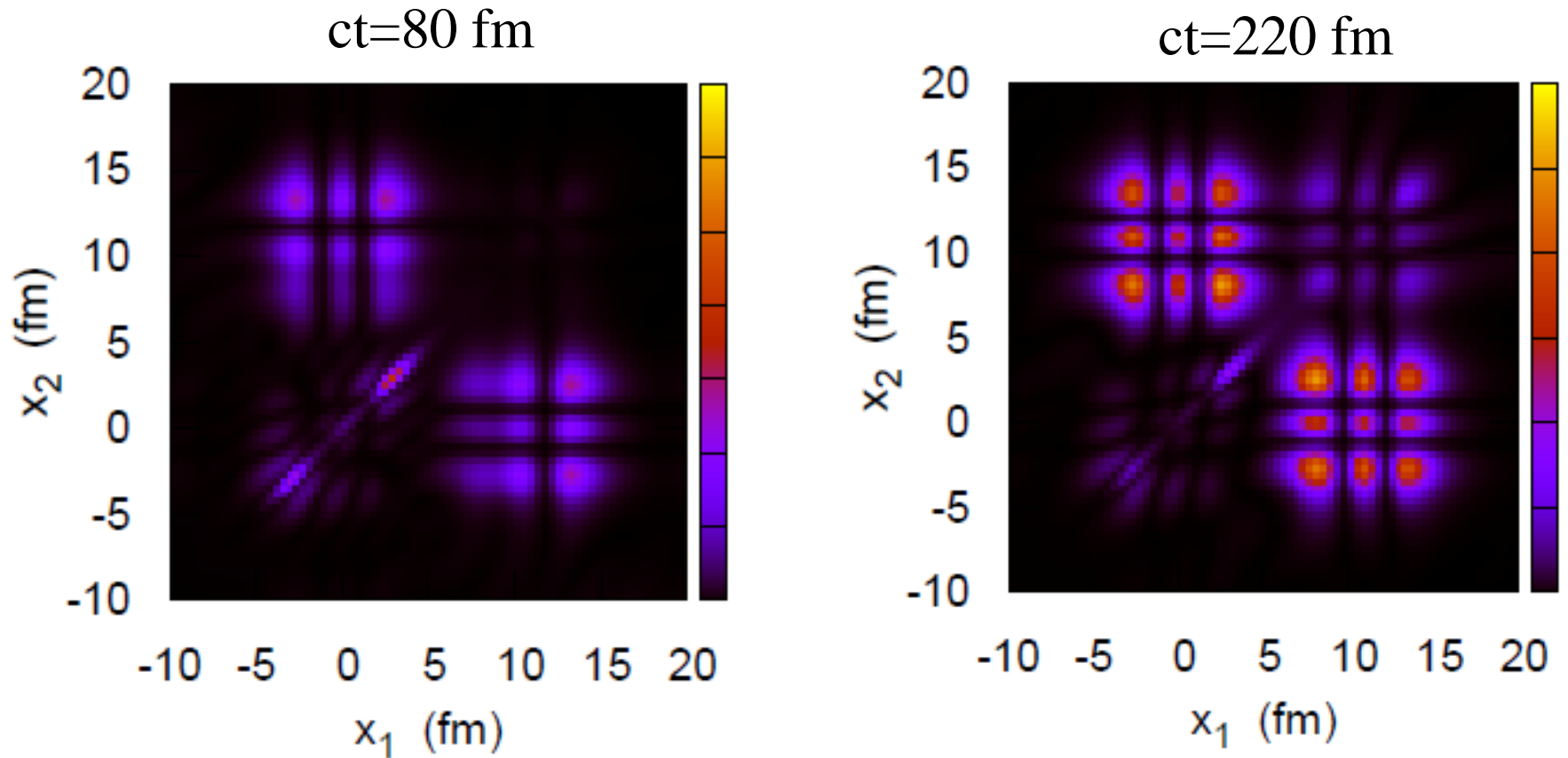
- 中間状態の扱い方
- 特に、連続状態 ← 中性子過剰核

時間に依存するアプローチは有効かもしれない

1次元→3次元化が必要

反応機構は複雑: 中性子過剰核を見据えた
より系統的な研究が必要

□ 1次元3体模型で、核外でも2中性子が束縛している場合の計算



この場合でも、2ステップの寄与が大きい