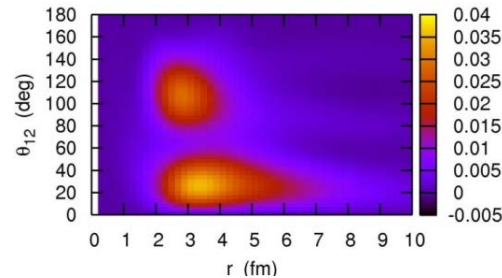
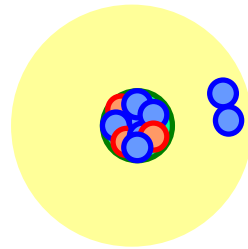


Di-neutron 相関と 中性子ドリップ線を越えた原子核の 2中性子放出崩壊

萩野浩一（東北大学）



1. *Di-neutron 相関とは?*
2. *クーロン分解*
3. *他のプローブ*
4. *三体模型による ^{26}O 核の2中性子放出崩壊*
5. *まとめ*

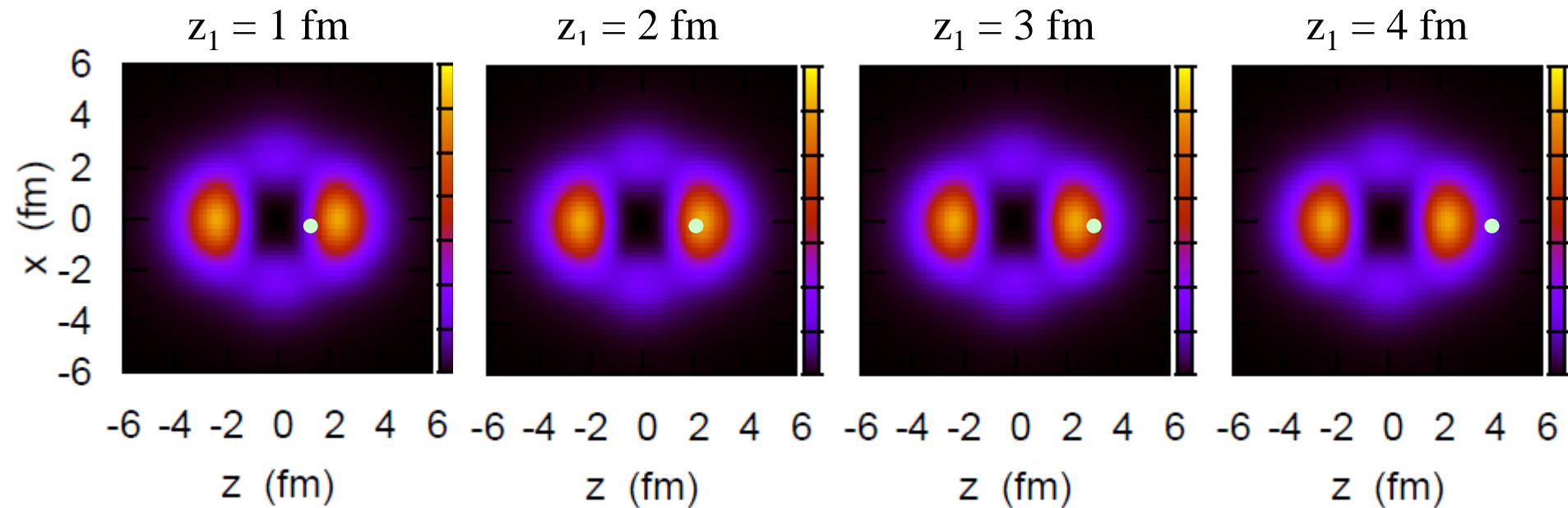
Di-neutron 相関とは?

相関: $\langle AB \rangle \neq \langle A \rangle \langle B \rangle$

例) $^{18}\text{O} = ^{16}\text{O} + n + n$ cf. $^{16}\text{O} + n$: 3つの束縛状態 ($1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$, $1d_{3/2}$)

i) 2中性子相関がない場合 $|nn\rangle = |(1d_{5/2})^2\rangle$

中性子1を z_1 に置いたときの中性子2の分布:



✓ 2つの粒子が独立に運動

✓ 中性子1がどこにいても中性子2の分布は影響されない

$$\langle AB \rangle = \langle A \rangle \langle B \rangle$$

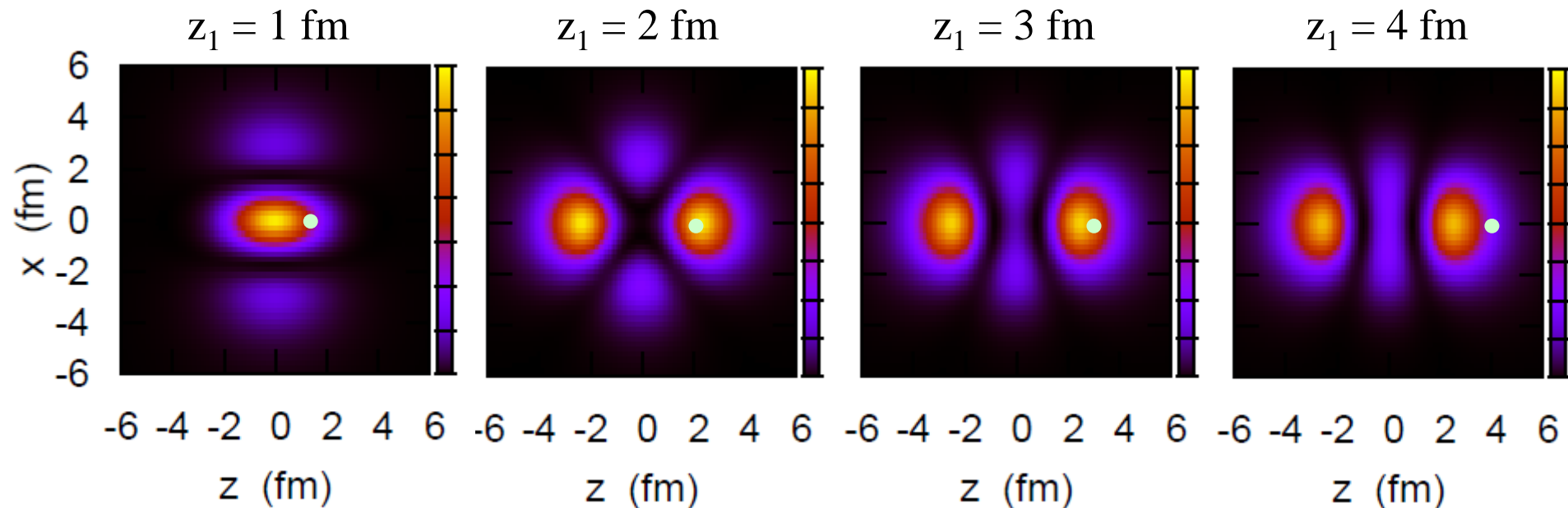
Di-neutron 相関とは?

相関: $\langle AB \rangle \neq \langle A \rangle \langle B \rangle$

例) $^{18}\text{O} = ^{16}\text{O} + n + n$ cf. $^{16}\text{O} + n$: 3つの束縛状態 ($1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$, $1d_{3/2}$)

ii) 2中性子相関が同パリティ状態(束縛状態)にのみ働く場合

$$|nn\rangle = \alpha |(1d_{5/2})^2\rangle + \beta |(2s_{1/2})^2\rangle + \gamma |(1d_{3/2})^2\rangle$$



✓ 中性子1とともに中性子2の分布が変化 (2中性子相関)

✓ ただし、中性子2は z_1 と $-z_1$ の両方にピーク

→ このようなものは di-neutron 相関とは言わない

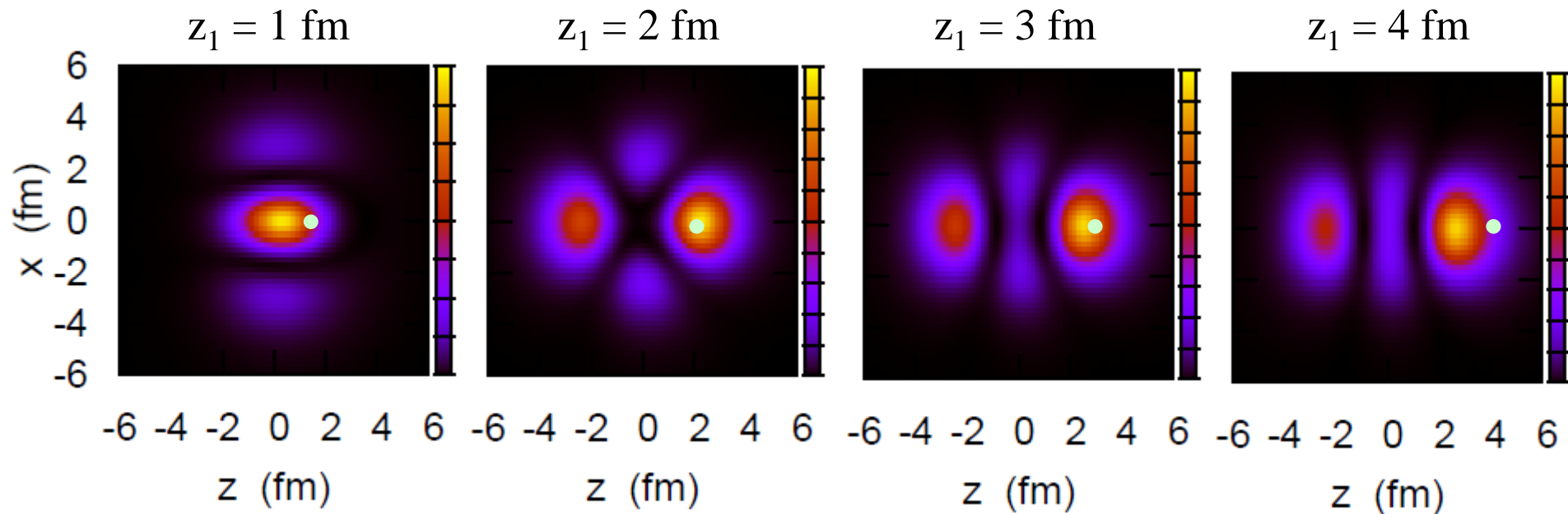
Di-neutron 相関とは?

相関: $\langle AB \rangle \neq \langle A \rangle \langle B \rangle$

例) $^{18}\text{O} = ^{16}\text{O} + n + n$ cf. $^{16}\text{O} + n$: 3つの束縛状態 ($1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$, $1d_{3/2}$)

iii) 2中性子相関が連続状態にも働く場合

$$|nn\rangle = \sum_{n,n',j,l} C_{nn'jl} |(nn'jl)^2\rangle$$



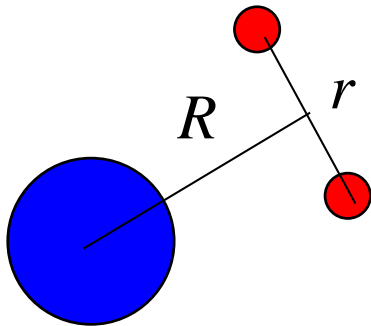
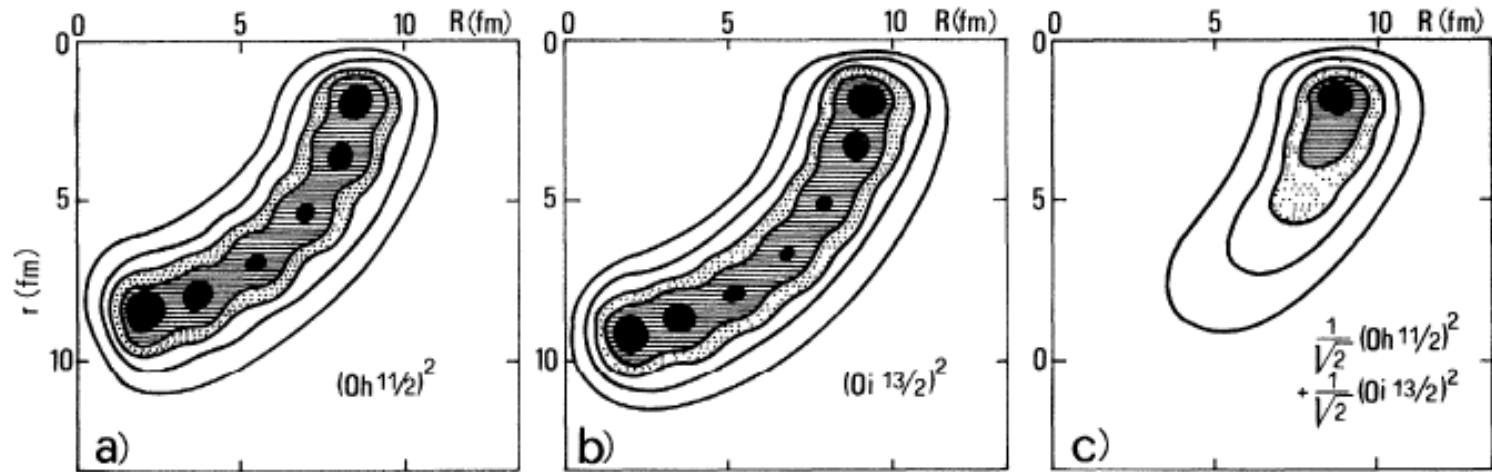
✓空間的な相関: 中性子2の密度は中性子1側にかたよる

✓パリティ混合が本質的な役割

(dineutron 相関)

cf. F. Catara, A. Insolia, E. Maglione, and A. Vitturi, PRC29('84)1091

dineutron 相関は異なるパリティ状態の混合によって生じる



F. Catara, A. Insolia, E. Maglione,
and A. Vitturi, PRC29('84)1091

2中性子は空間的に局在 (dineutron相関)

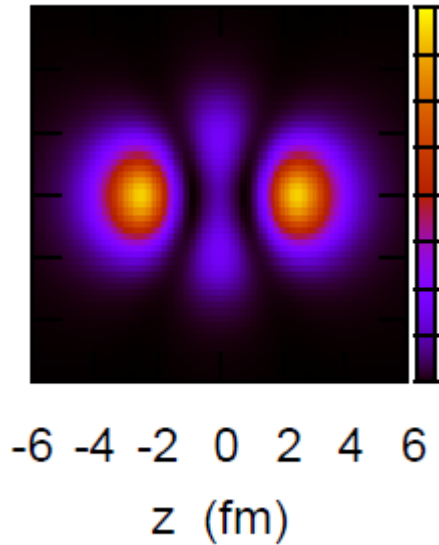
cf. Migdal, Soviet J. of Nucl. Phys. 16 ('73) 238

Bertsch, Broglia, Riedel, NPA91('67)123

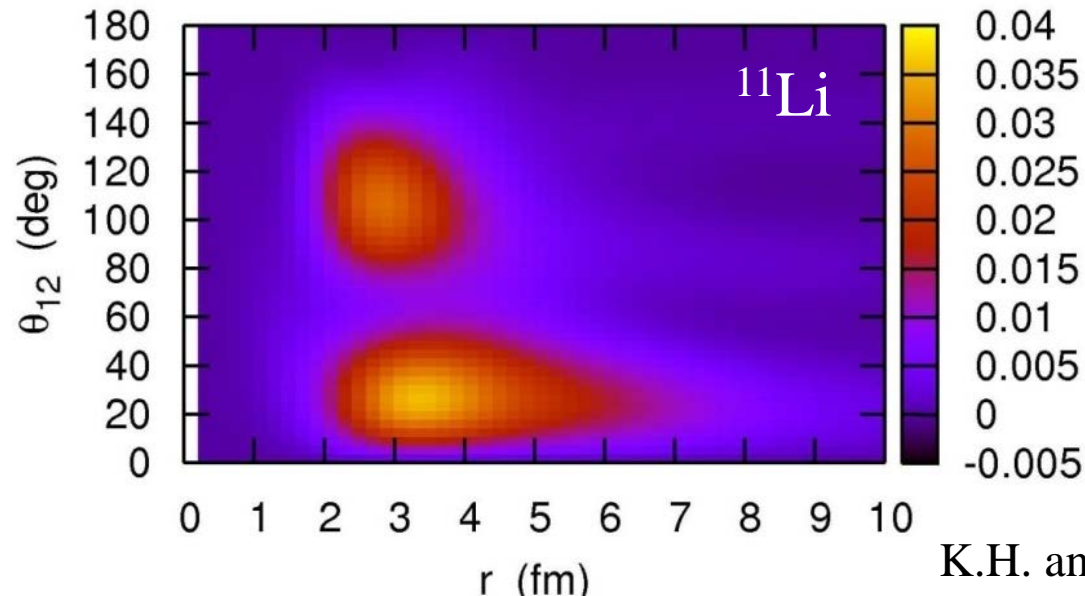
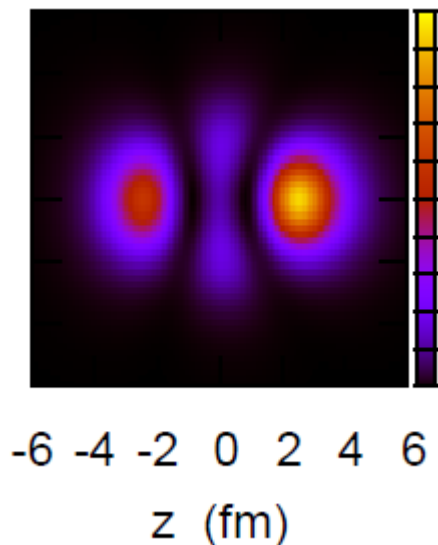
弱束縛核

→連続状態のためにパリティ混合が起きやすい

+ 表面領域における対相関力の増大



↓
パリティ混合

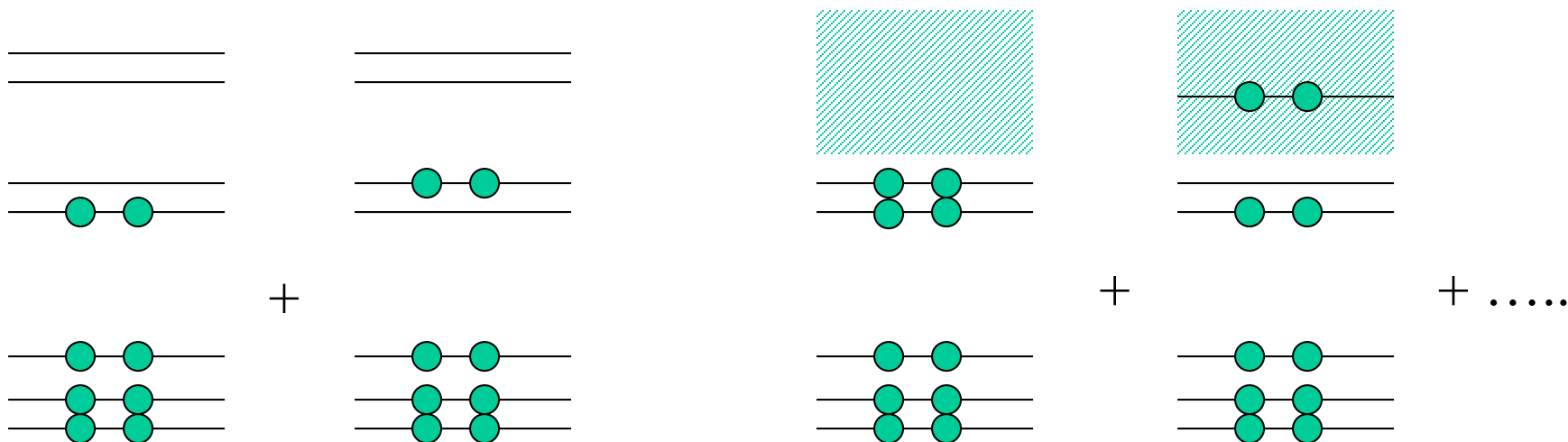


K.H. and H. Sagawa,
PRC72('05)044321

弱束縛核における連続状態の役割

$$H = \sum_i T_i + \sum_{i < j} v_{ij} \rightarrow H = \sum_i (T_i + V_i) + \underbrace{\sum_{i < j} v_{ij} - \sum_i V_i}_{\text{残留相互作用 (ペアリング)}}$$

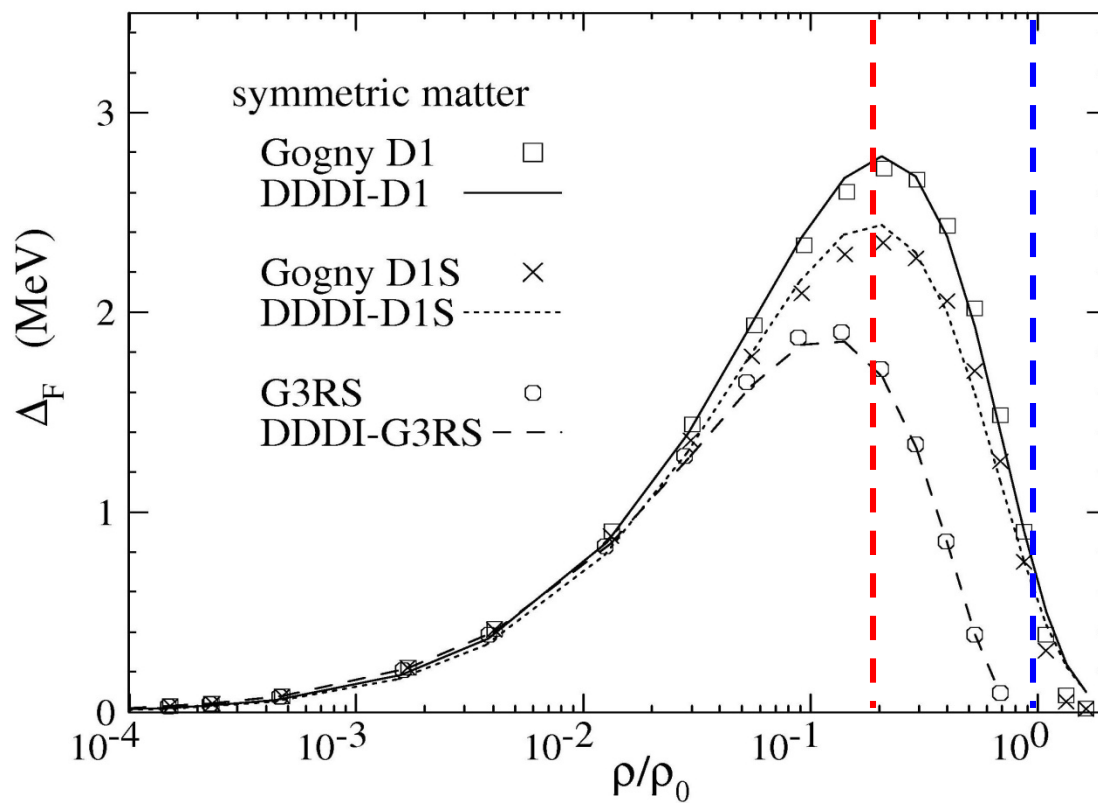
残留相互作用
(ペアリング)



開殻原子核

弱束縛核

無限核物質におけるペアリング・ギャップ



M. Matsuo, PRC73('06)044309

2中性子は空間的に局在 (dineutron相関)

cf. Migdal, Soviet J. of Nucl. Phys. 16 ('73) 238

Bertsch, Broglia, Riedel, NPA91('67)123

弱束縛核

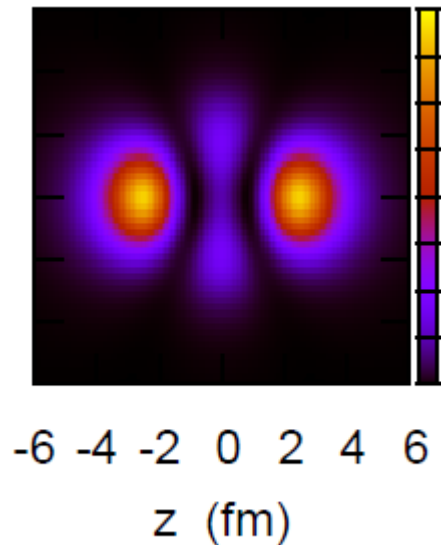
→連続状態のためにパリティ混合が起きやすい

+ 表面領域における対相関力の増大

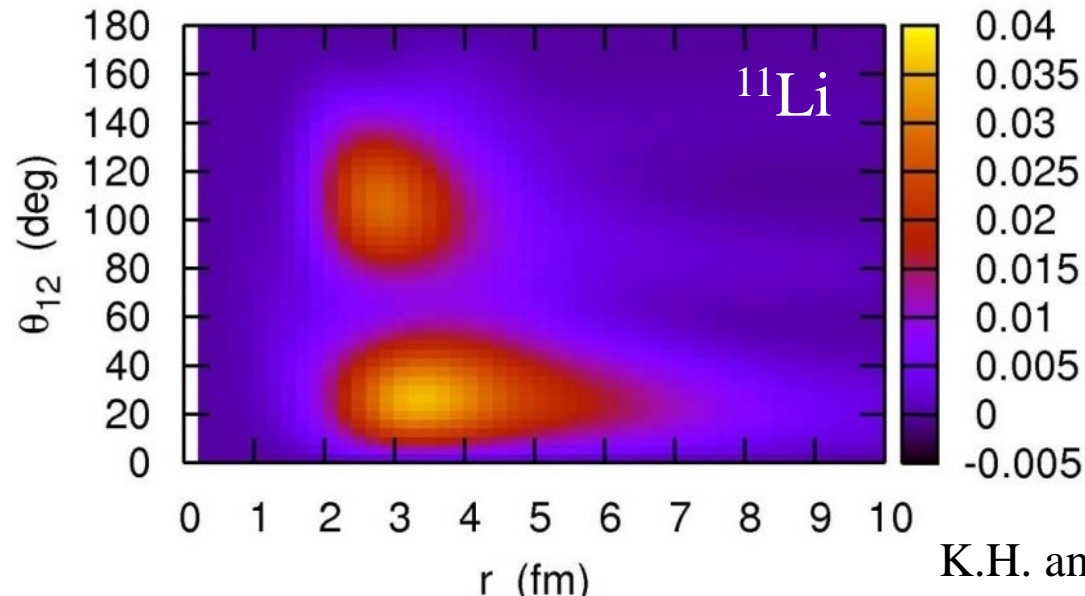
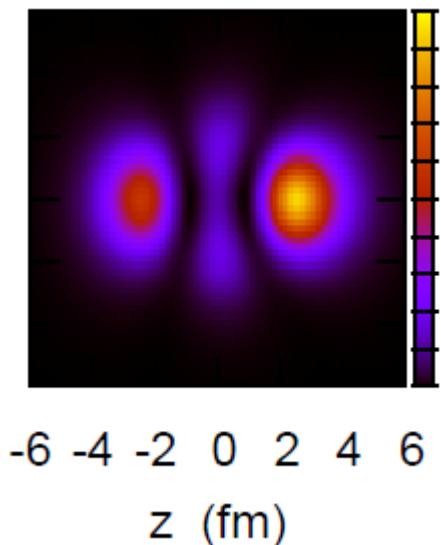
→dineutron 相関が増幅される

cf. - Bertsch, Esbensen, Ann. of Phys. 209('91)327

- M. Matsuo, K. Mizuyama, Y. Serizawa,
PRC71('05)064326

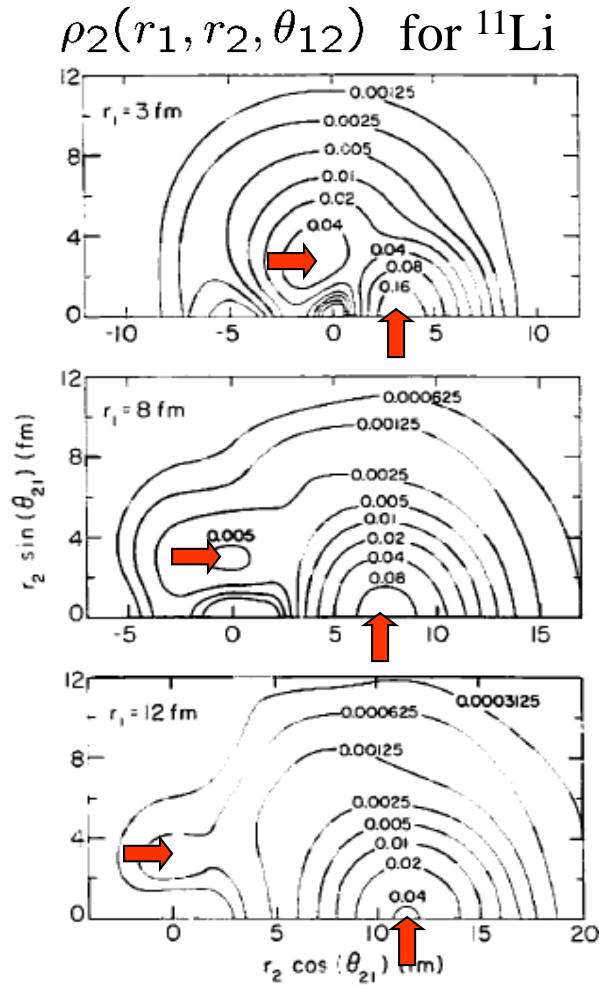


パリティ混合

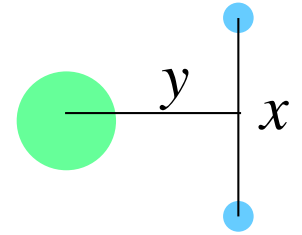


K.H. and H. Sagawa,
PRC72('05)044321

Borromean 核の dineutron 相関



G.F. Bertsch, H. Esbensen,
Ann. of Phys., 209('91)327



$$x^2 y^2 \rho_2(x, y) \text{ for } ^6\text{He}$$

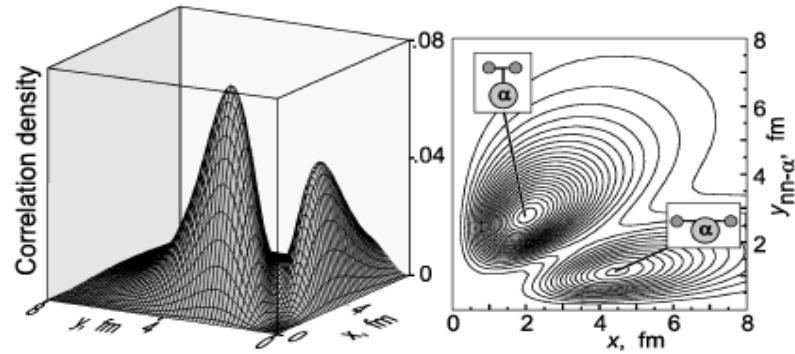
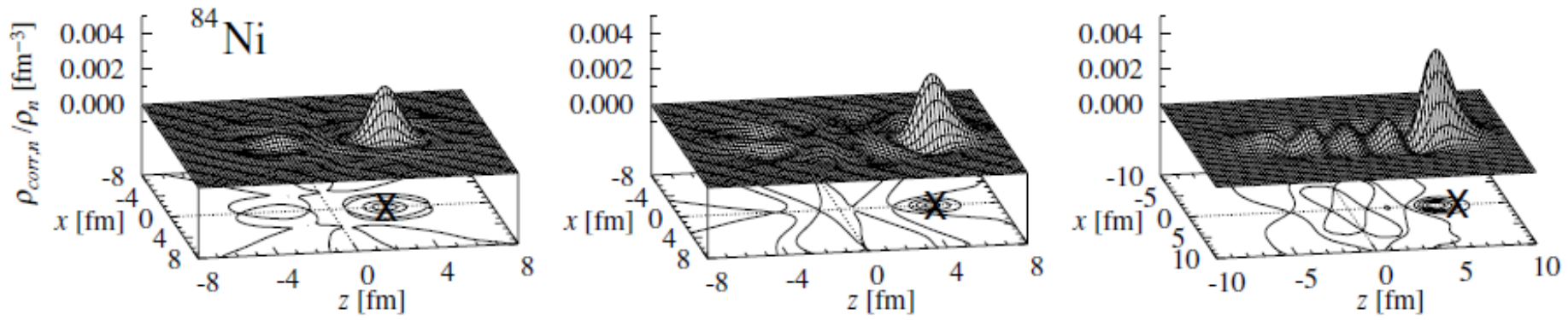


FIG. 1. Spatial correlation density plot for the 0^+ ground state of ^6He . Two components—di-neutron and cigarlike—are shown schematically.

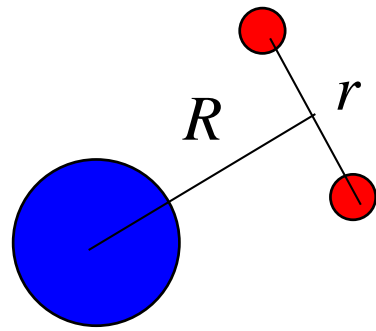
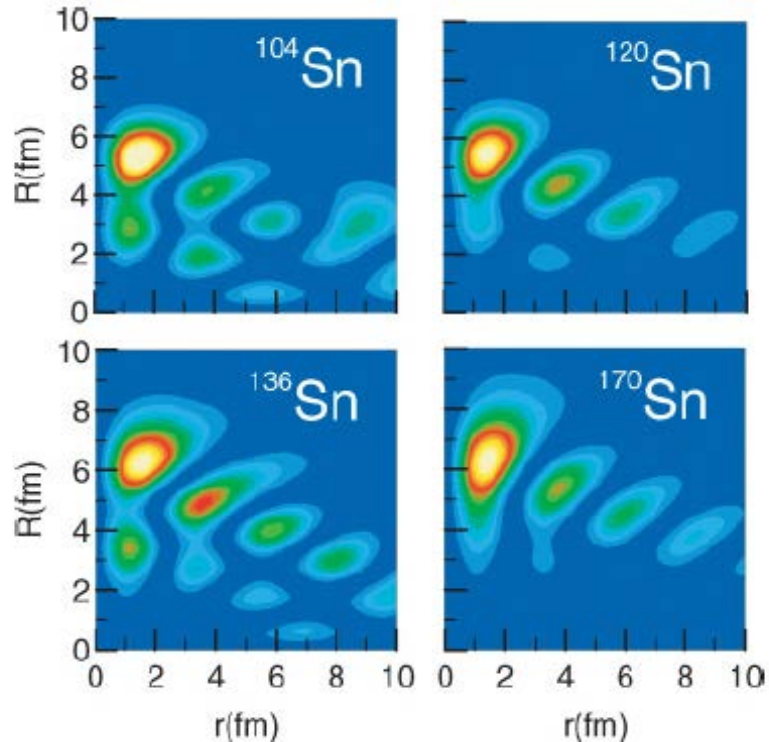
Yu.Ts. Oganessian, V.I. Zagrebaev,
 and J.S. Vaagen, *PRL*82('99)4996
 M.V. Zhukov et al., *Phys. Rep.* 231('93)151

“di-neutron” and “cigar-like”
 configurations

重い中性子過剰核の dineutron 相関



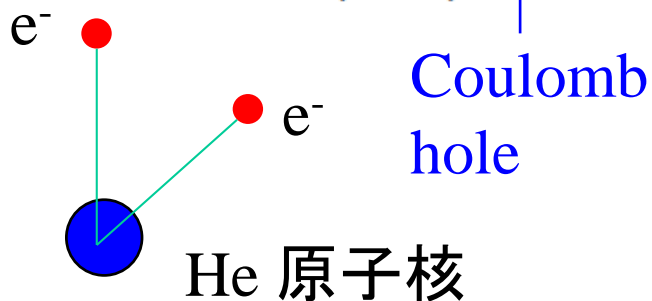
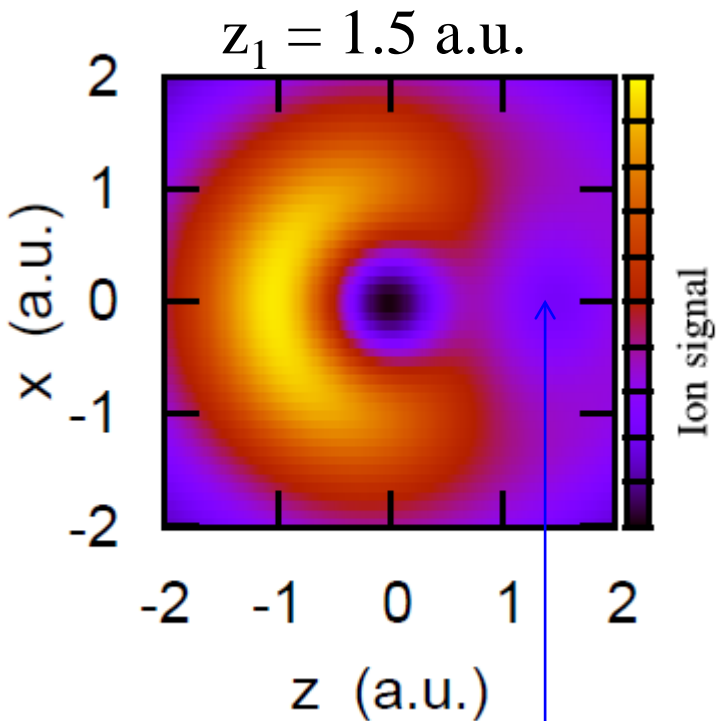
M. Matsuo, K. Mizuyama, and Y. Serizawa, PRC71('05)064326
Skyrme HFB



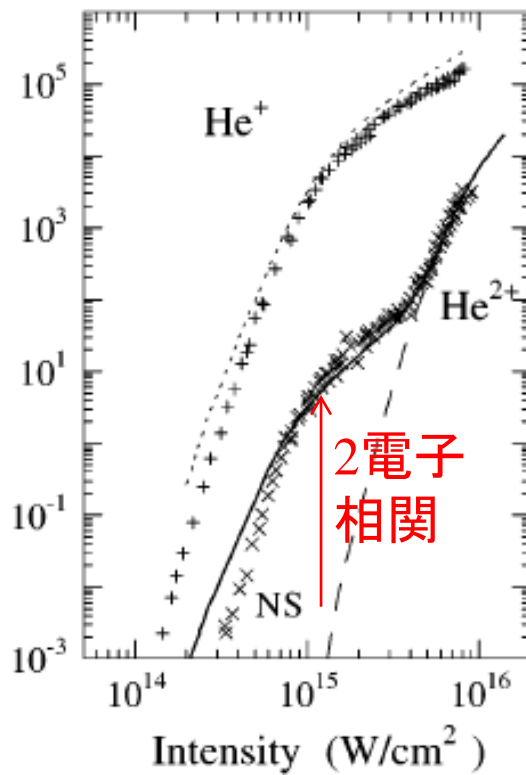
N. Pillet, N. Sandulescu, and P. Schuck,
PRC76('07)024310
Gogny HFB

どのようにプローブするか?

cf. He 原子の場合

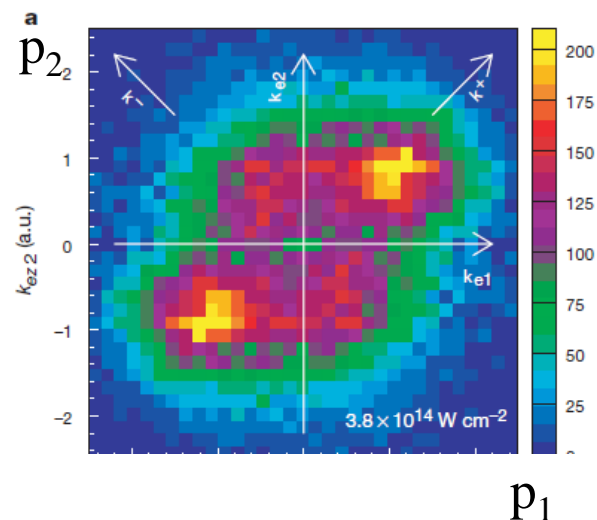


レーザー照射による2重イオン化



J.B. Watson et al.,
PRL78('97)1884

放出2電子の
運動量分布
(Ar イオンの場合)



Th. Weber et al.,
Nature 405 ('00) 658

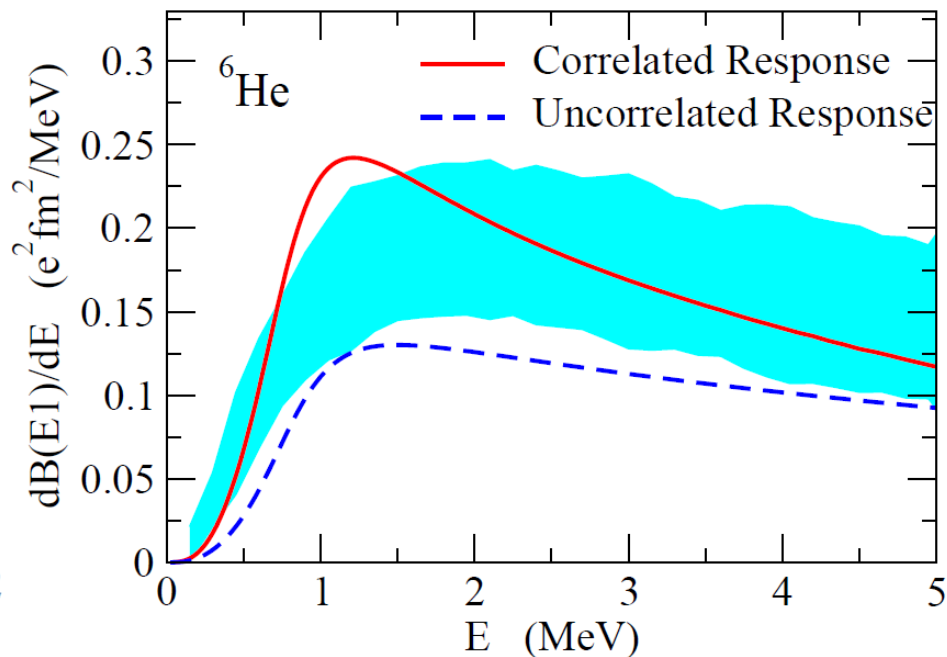
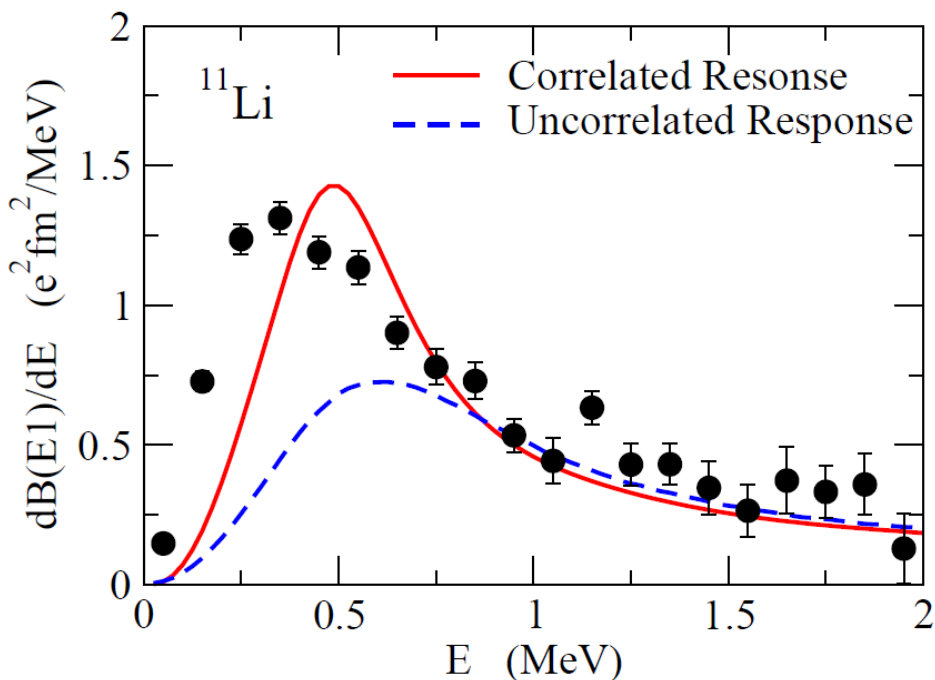
明らかな2電子相関
の効果

(ただし、基底状態における相関より励起状態における相関が主)

「クーロン再散乱」 →

2中性子ハロー核のクーロン分解

外的刺激を与えて放出2粒子(2中性子)を観測する → **クーロン分解**



実験:

T. Nakamura et al., PRL96('06)252502

T. Aumann et al., PRC59('99)1252

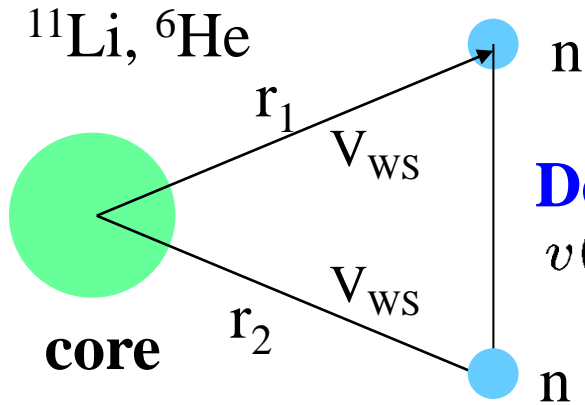
三体模型計算:

K.H., H. Sagawa, T. Nakamura, S. Shimoura, PRC80('09)031301(R)

cf. Y. Kikuchi et al., PRC87('13)034606 ← 芯核 (^9Li) の構造

他にも ^{22}C , ^{14}Be , ^{19}B など (T. Nakamura et al.)

ボロミアン核に対する3体模型計算



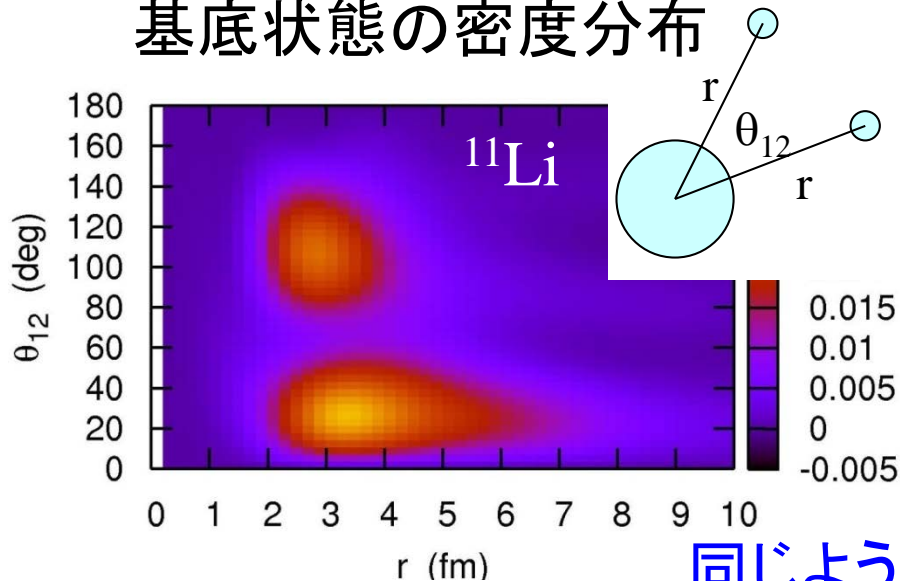
G.F. Bertsch and H. Esbensen,
Ann. of Phys. 209('91)327; *PRC*56('99)3054

Density-dependent delta-force

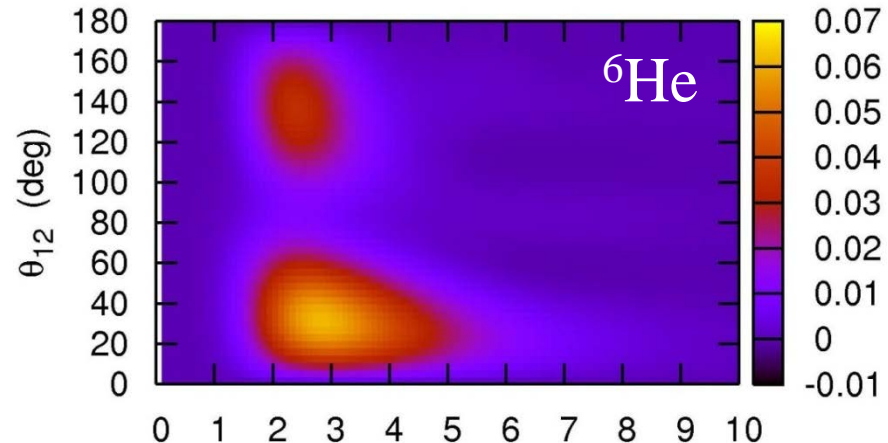
$$v(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = v_0(1 + \alpha\rho(r)) \times \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$$

$$H = \frac{p_1^2}{2m} + \frac{p_2^2}{2m} + V_{nC}(r_1) + V_{nC}(r_2) + V_{nn} + \frac{(\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)^2}{2A_c m}$$

基底状態の密度分布

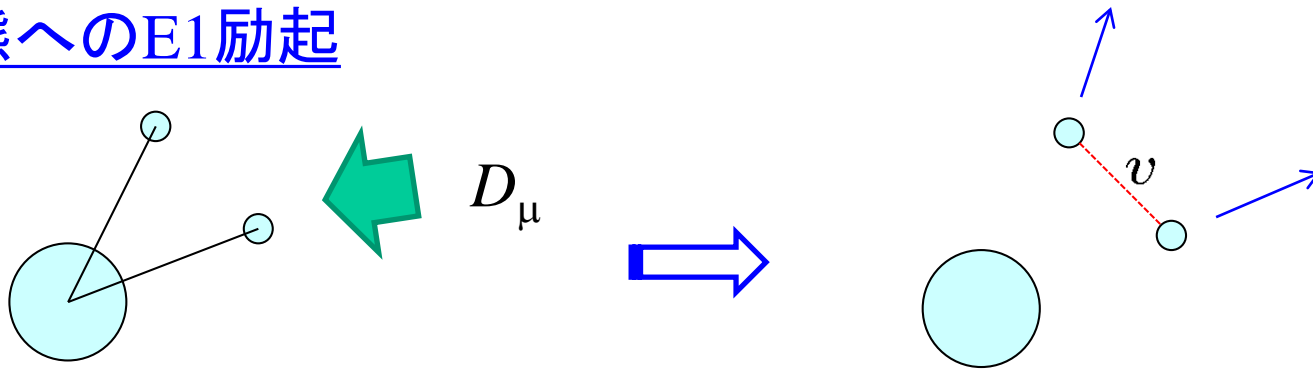


K.H. and H. Sagawa, *PRC*72('05)044321



同じような基底状態密度

連続状態へのE1励起



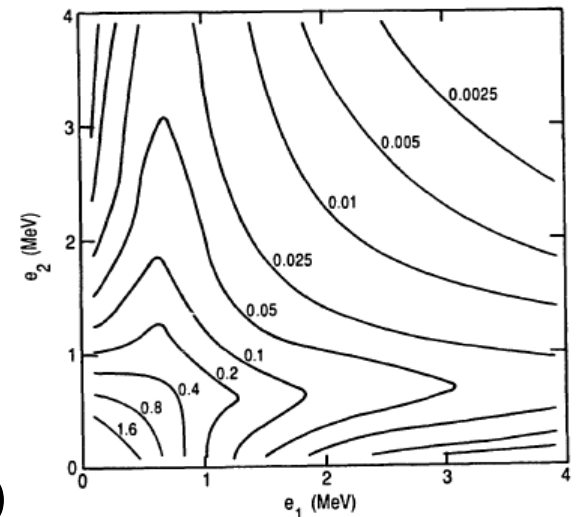
$$\begin{aligned}
 M(E1) &= \langle (j_1 j_2)_{\mu}^1 | (1 - vG_0 + vG_0 vG_0 - \dots) D_{\mu} | \Psi_{gs} \rangle \\
 &= \langle (j_1 j_2)_{\mu}^1 | \underbrace{(1 + vG_0)^{-1}}_{\text{FSI}} D_{\mu} | \Psi_{gs} \rangle
 \end{aligned}$$

↑ unperturbed continuum wf

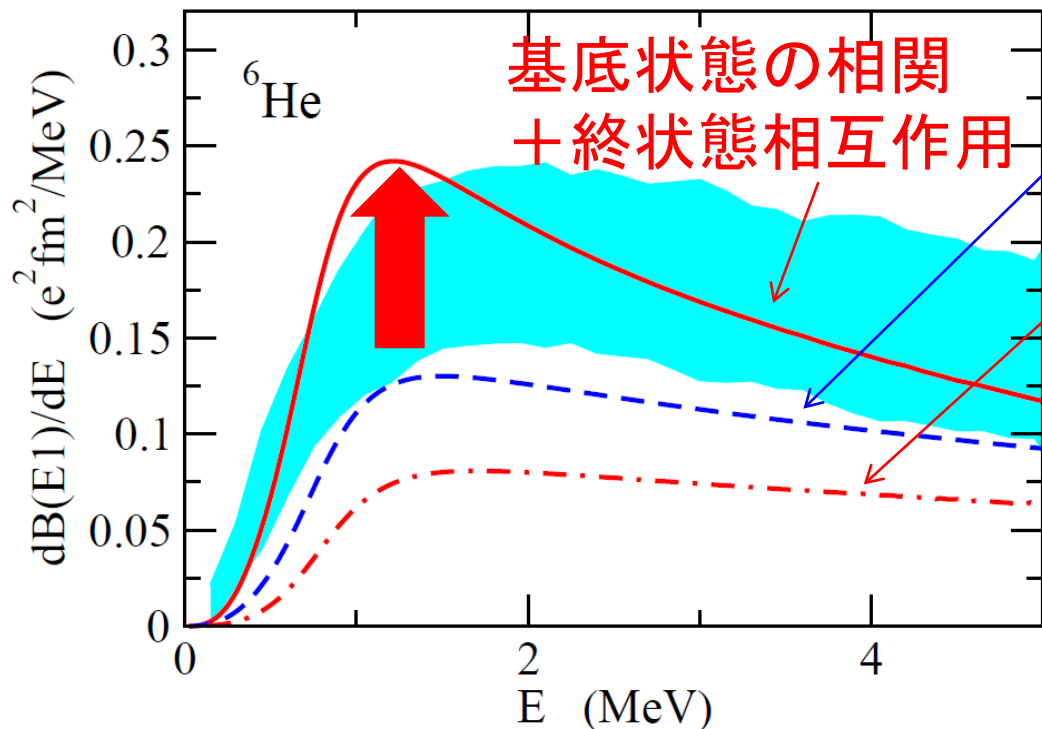
↑ dipole operator

$$G_0(E) = \sum_{\mu, f.st.} \frac{|(j_1 j_2)_{\mu}^1\rangle \langle (j_1 j_2)_{\mu}^1|}{e_1 + e_2 - E - i\eta}$$

$$\frac{d^2 B(E1)}{de_1 de_2} = 3 \sum_{l_1 j_2 l_2 j_2} |M(E1)|^2 \frac{dk_1}{de_1} \frac{dk_2}{de_2}$$



基底状態の相関? or 励起状態の相関?



基底状態の相関のみ
(終状態での nn 相互作用はゼロ)

基底状態: odd-1 のみ
(di-neutron 相関はなし)
+ 終状態相互作用

cf. クラスタ和則

$$B_{\text{tot}}(E1) \sim \frac{3}{\pi} \left(\frac{Z_{ce}}{A_c + 2} \right)^2 \langle R_{c-2n}^2 \rangle$$

✓ 終状態相互作用を切ると強度分布が高エネルギー側にシフト
→ 低エネルギー領域では強度分布が小さくなる
(ただし、和則があるので全強度は変化なし)

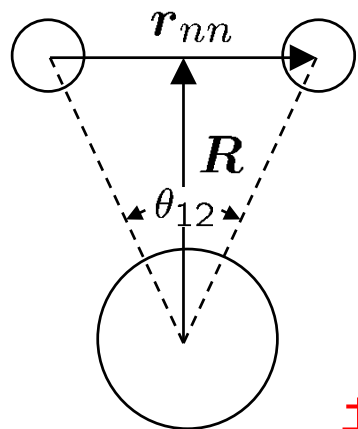
✓ 基底状態の di-neutron 相関を切ると E1 強度は小さくなる

← R_{c-2n} が小さくなるため (3.63 → 2.61 fm)



基底状態の相関と励起状態の相関の両方が重要

ボロミアン原子核の幾何学



クラスター和則

$$B_{\text{tot}}(E1) \sim \frac{3}{\pi} \left(\frac{Z_{ce}}{A_c + 2} \right)^2 \langle R^2 \rangle$$

基底状態の相関のみが反映

nn 間角度の「実験値」

$$\sqrt{\langle R^2 \rangle} \longleftarrow B_{\text{tot}}(E1)$$

$$\sqrt{\langle r_{nn}^2 \rangle} \longleftarrow \text{matter radius or HBT}$$

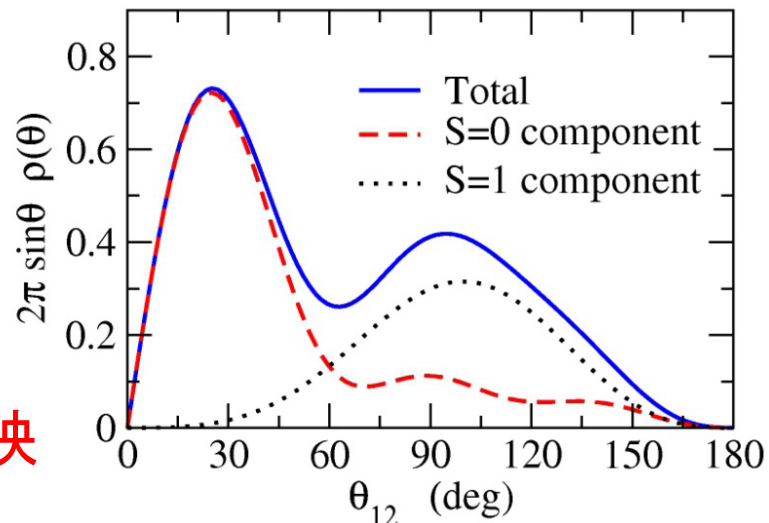
$$\begin{aligned} \langle \theta_{12} \rangle &= 65.2 \pm 12.2 \text{ } (^{11}\text{Li}) \\ &= 74.5 \pm 12.1 \text{ } (^6\text{He}) \end{aligned}$$

K.H. and H. Sagawa, PRC76('07)047302

cf. T. Nakamura et al., PRL96('06)252502

C.A. Bertulani and M.S. Hussein, PRC76('07)051602

3体模型計算



$$\langle \theta_{12} \rangle = 65.29 \text{ deg.}$$

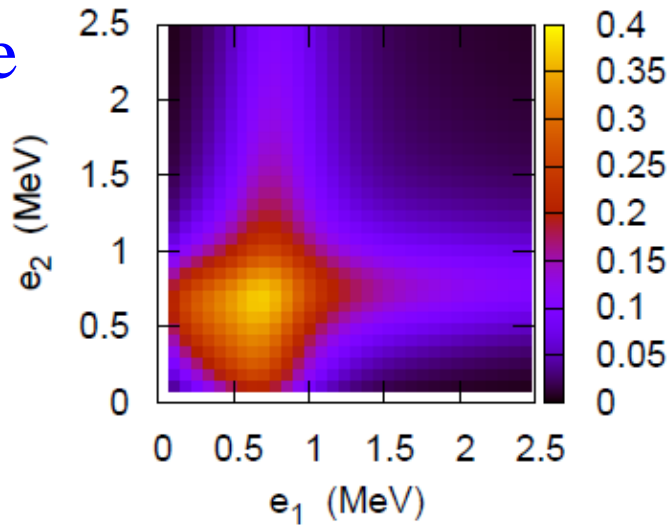
$\langle \theta_{12} \rangle$ が90度より著しく小



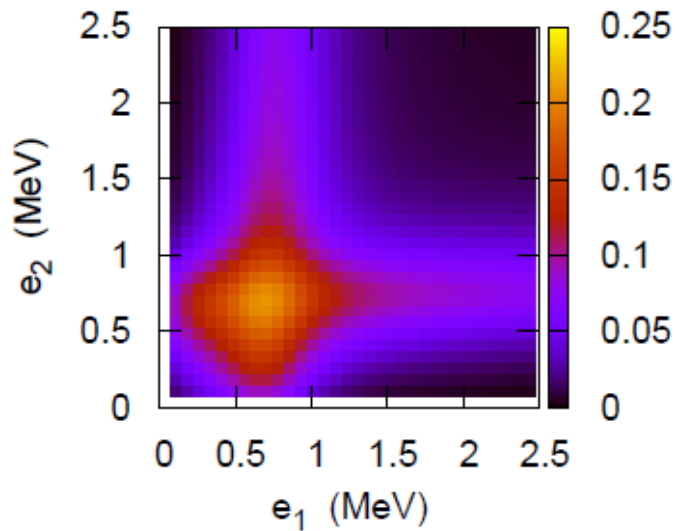
di-neutron 相関を示唆
(ただし、大きい角度の成分が混ざって見えている)

放出2中性子のエネルギー分布

${}^6\text{He}$

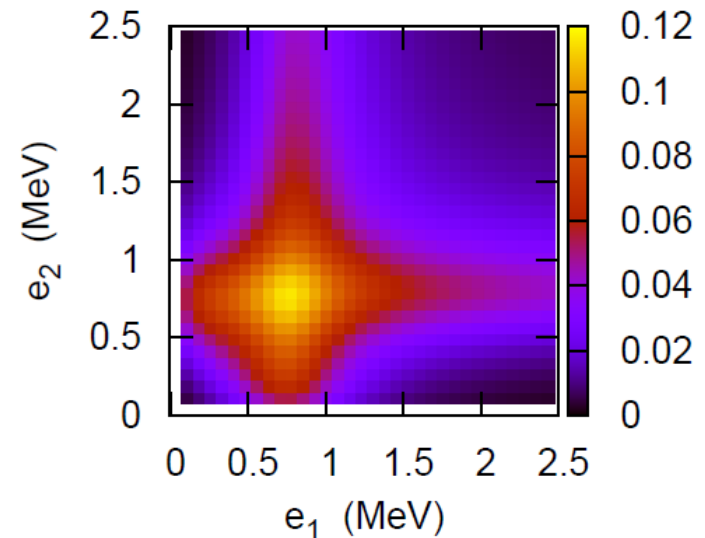


↓ $v_{nn} = 0$

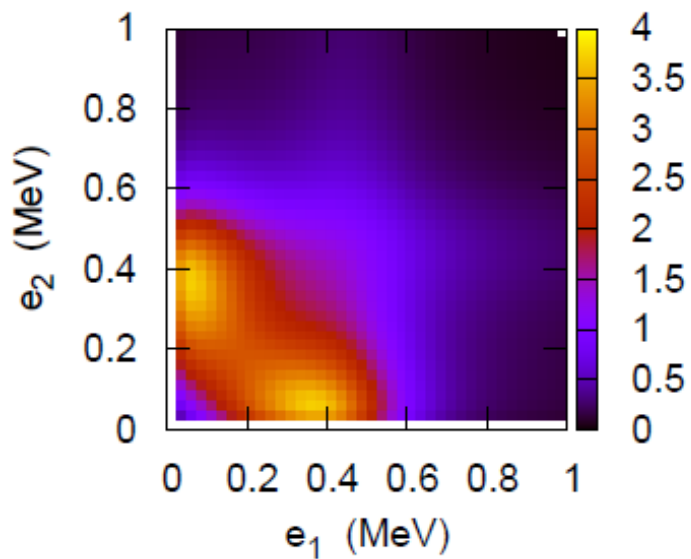


- ✓ 分布の仕方は nn 相関にあまり
依らない(ただし絶対値は変化)
- ✓ V_{nC} の性質に大きく依存
- ✓ ${}^{11}\text{Li}$ でも ${}^6\text{He}$ でも同様

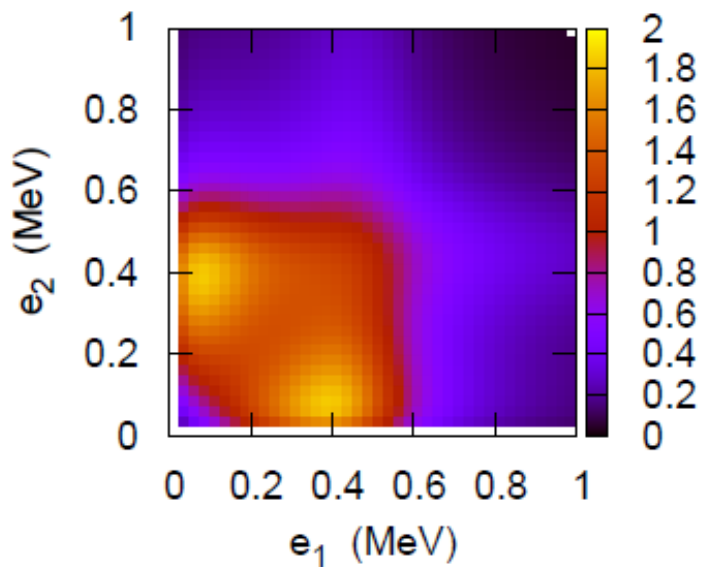
基底状態: di-neutron 相関なし
(odd-1 のみ) の場合



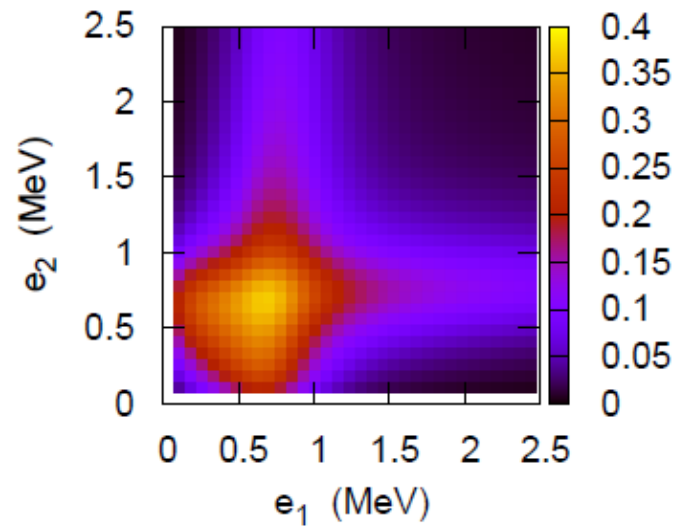
^{11}Li



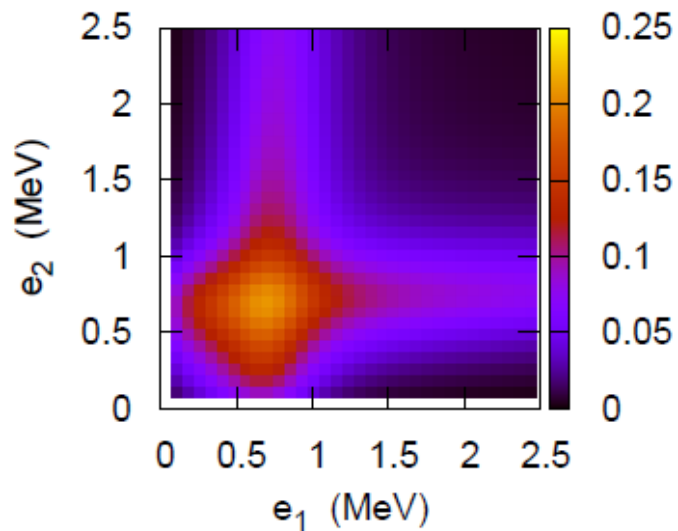
$v_{nn} = 0$



^6He

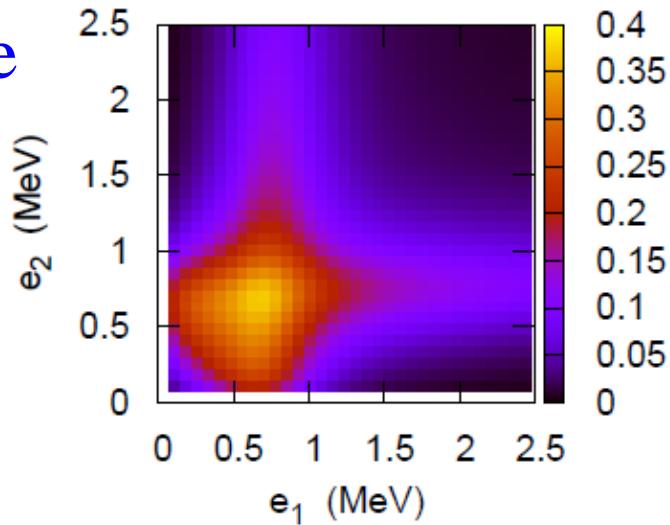


$v_{nn} = 0$

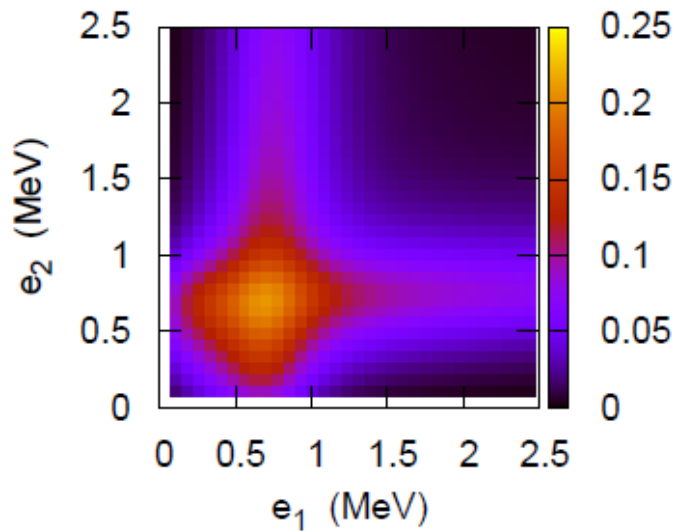


放出2中性子のエネルギー分布

${}^6\text{He}$



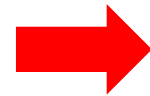
↓ $v_{nn} = 0$



✓分布の仕方は nn 相関にあまり
依らない(ただし絶対値は変化)

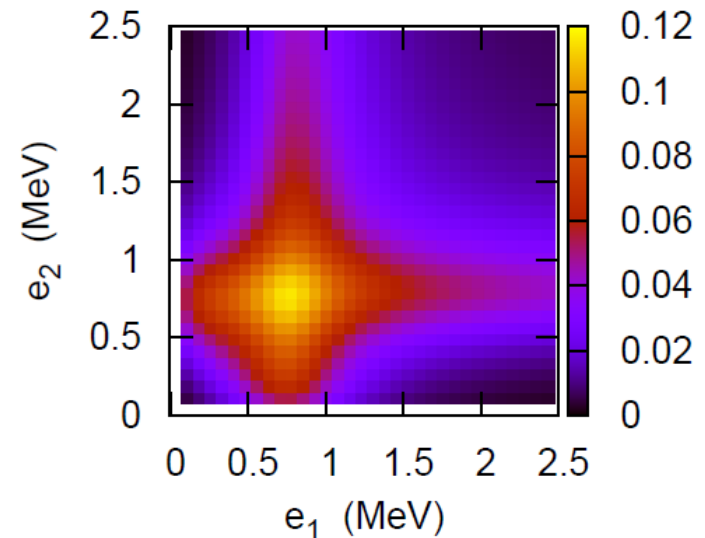
✓ V_{nC} の性質に大きく依存

✓ ${}^{11}\text{Li}$ でも ${}^6\text{He}$ でも同様



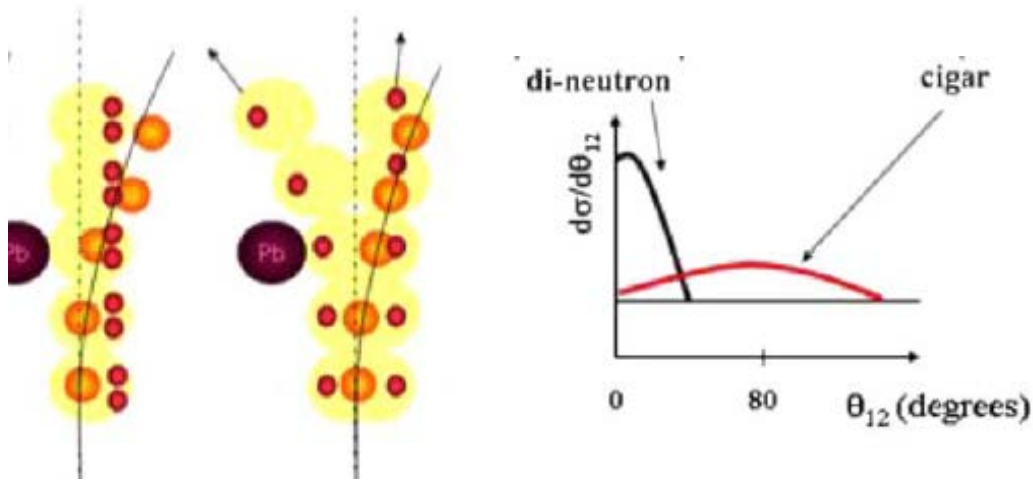
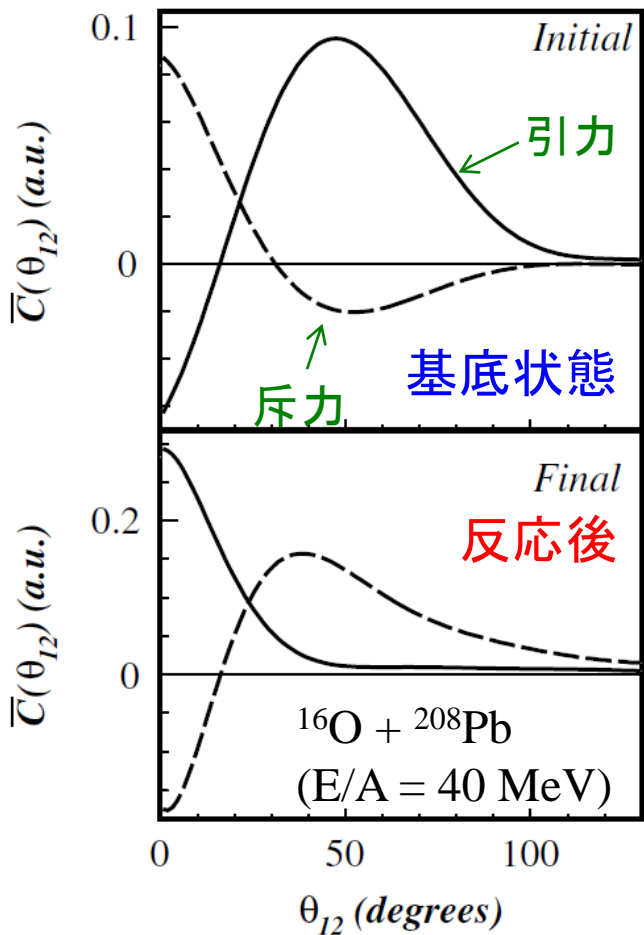
クーロン分解は2段階過程

基底状態: di-neutron 相関なし
(odd-1 のみ) の場合

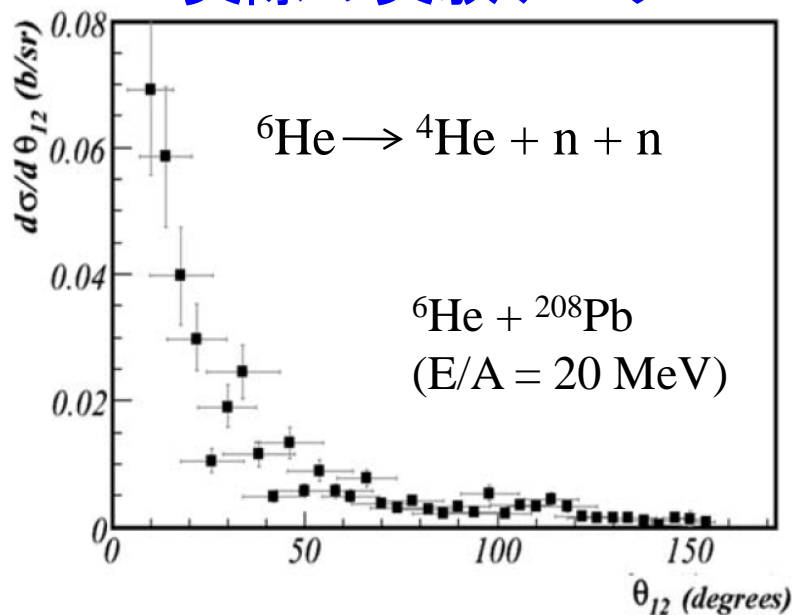


核力分解

TDDM法による運動量
相関関数 $C = \rho_{12} - \rho_1 \rho_2$



実際の実験データ



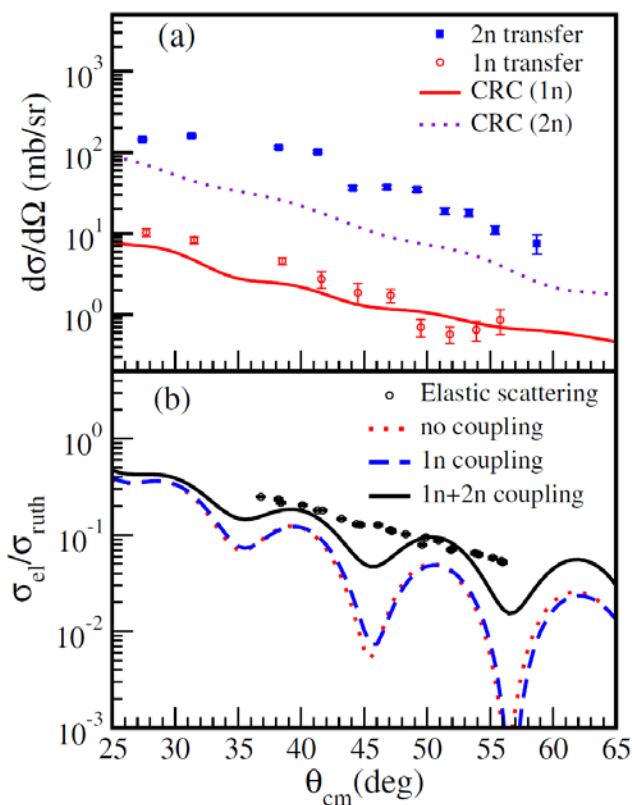
M. Assie et al., Eur. Phys. J. A42 ('09) 441

Assie, Lacroix, PRL102('09)202501

* 4体CDCC計算?

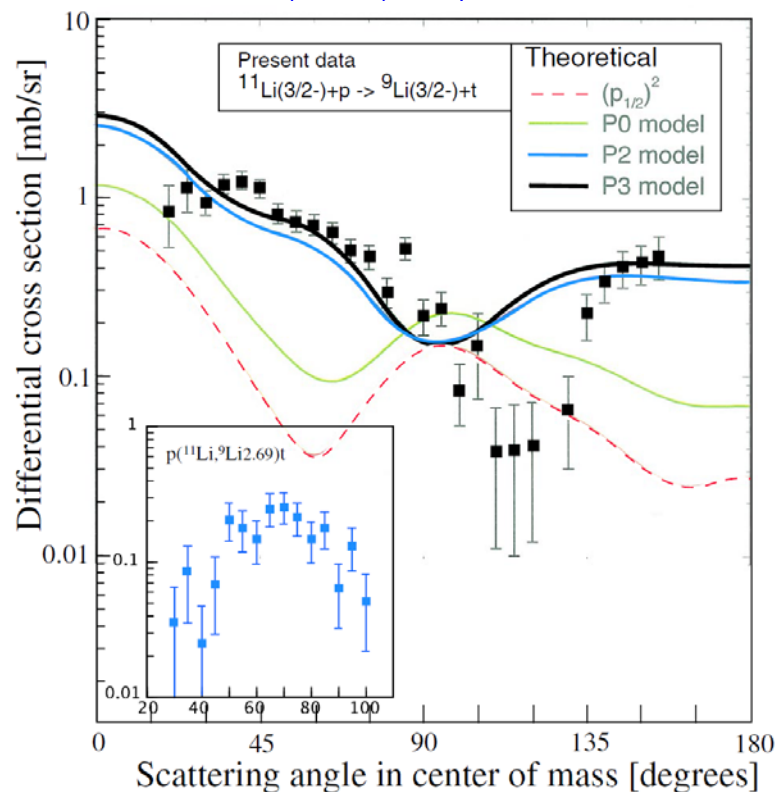
対移行反応

${}^6\text{He} + {}^{65}\text{Cu}$



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

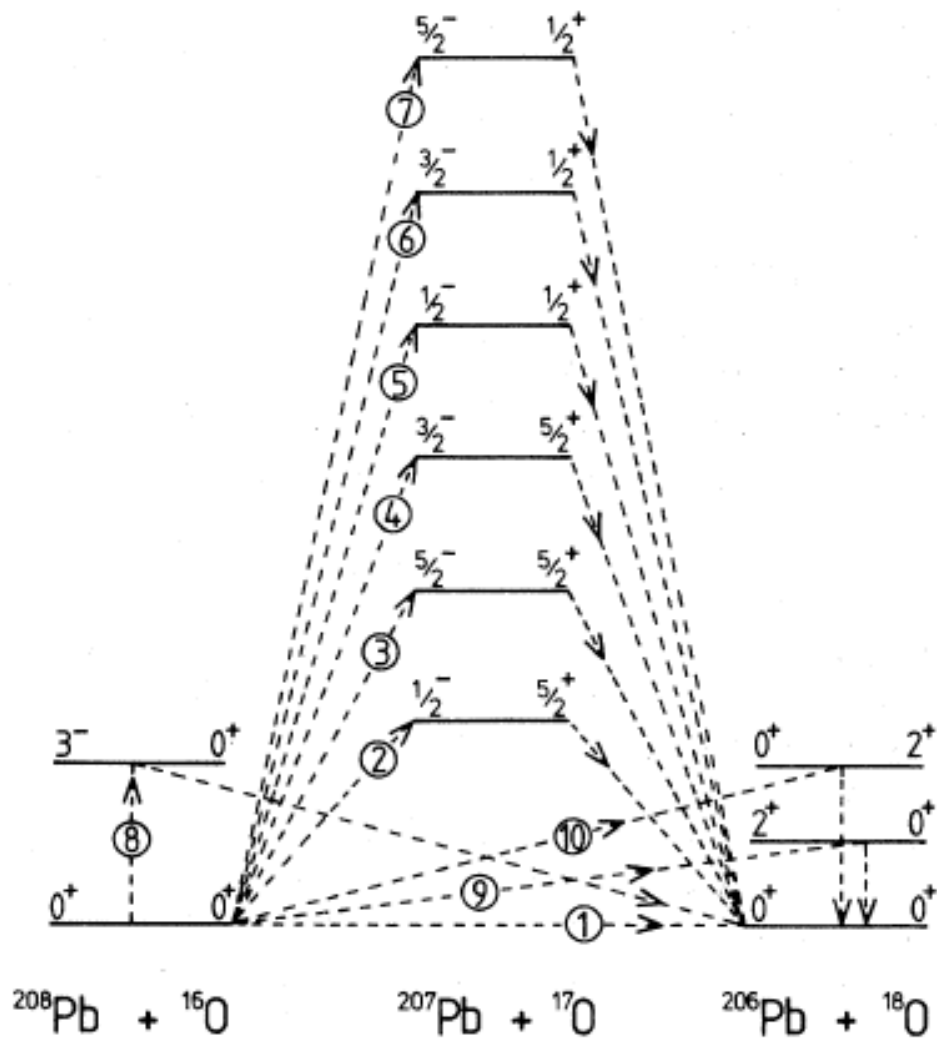
${}^1\text{H}({}^{11}\text{Li}, {}^9\text{Li}){}^3\text{H}$



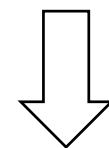
I. Tanihata et al.,
PRL100('08)192502

- ✓ 対相関に敏感
- ✓ di-neutron 相関との関係はこれからの課題
- ✓ 中間状態の束縛性の影響

中性子過剰核を用いた対移行反応



中性子過剰核を用いると、
中間状態(の多く)が非束縛

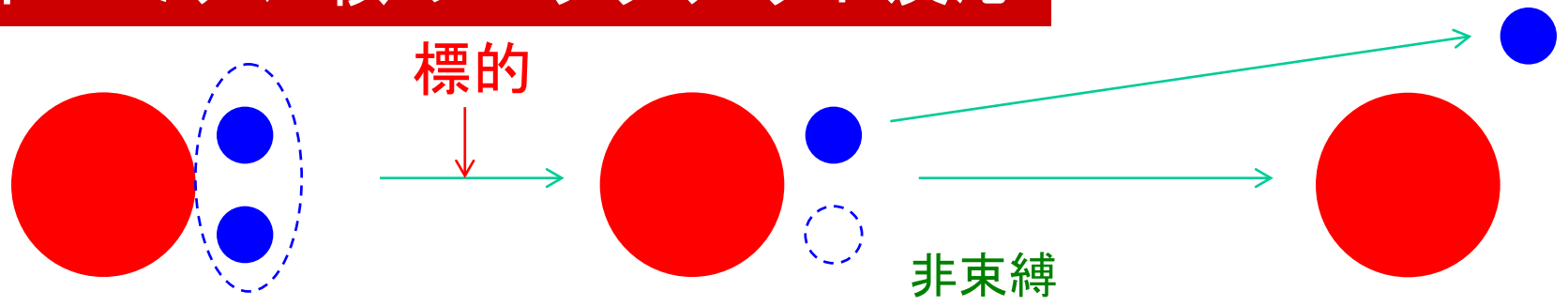


反応機構はどう変わる?

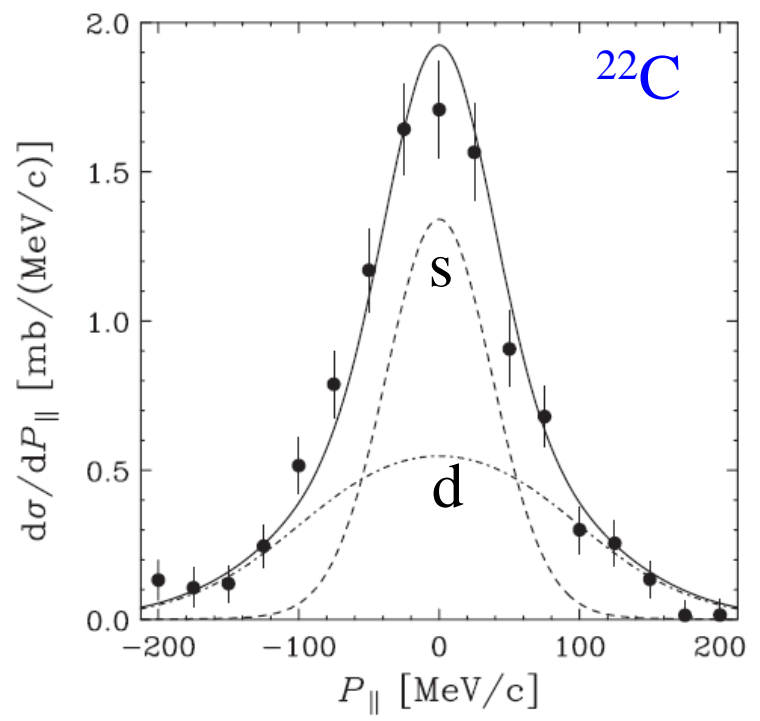
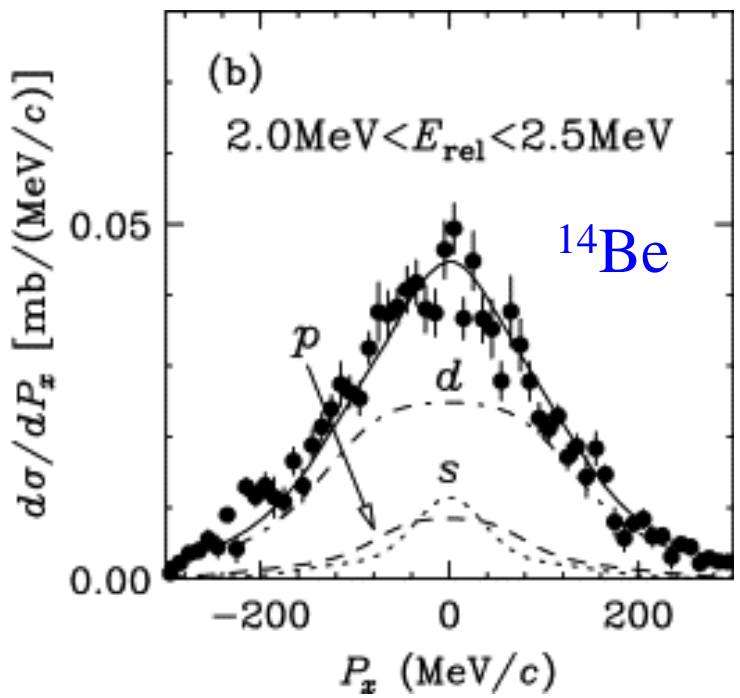


これからの課題

ボロミアン核のノックアウト反応



3体の基底状態はどのようなcore-n角運動量状態から構成されるのか?

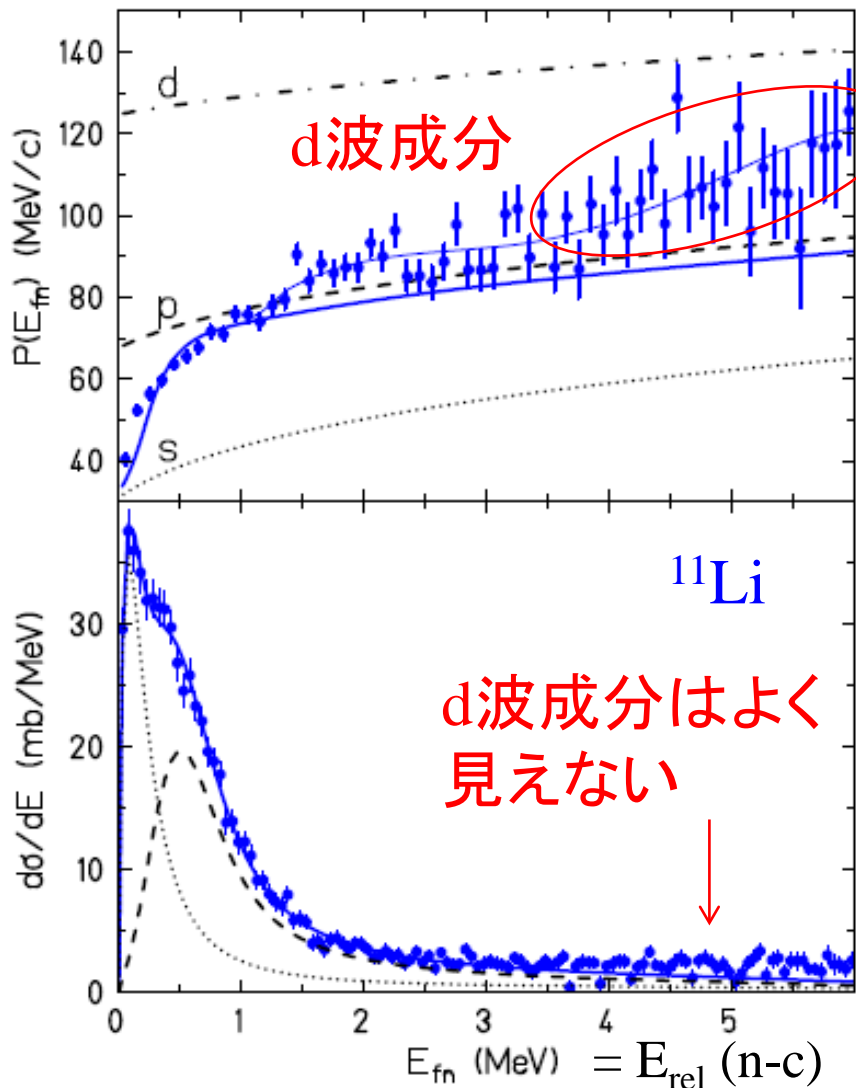


Y. Kondo et al., PLB690('10)245

N. Kobayashi et al., PRC86('12)054604

運動量分布の幅

$$P(E_{fn}) = \sqrt{\langle p_{c+n}^2 \rangle - \langle p_{c+n} \rangle^2}$$

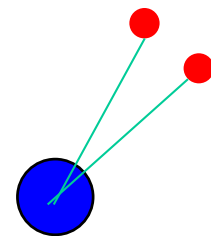


* より高い角運動量成分は見えるか?

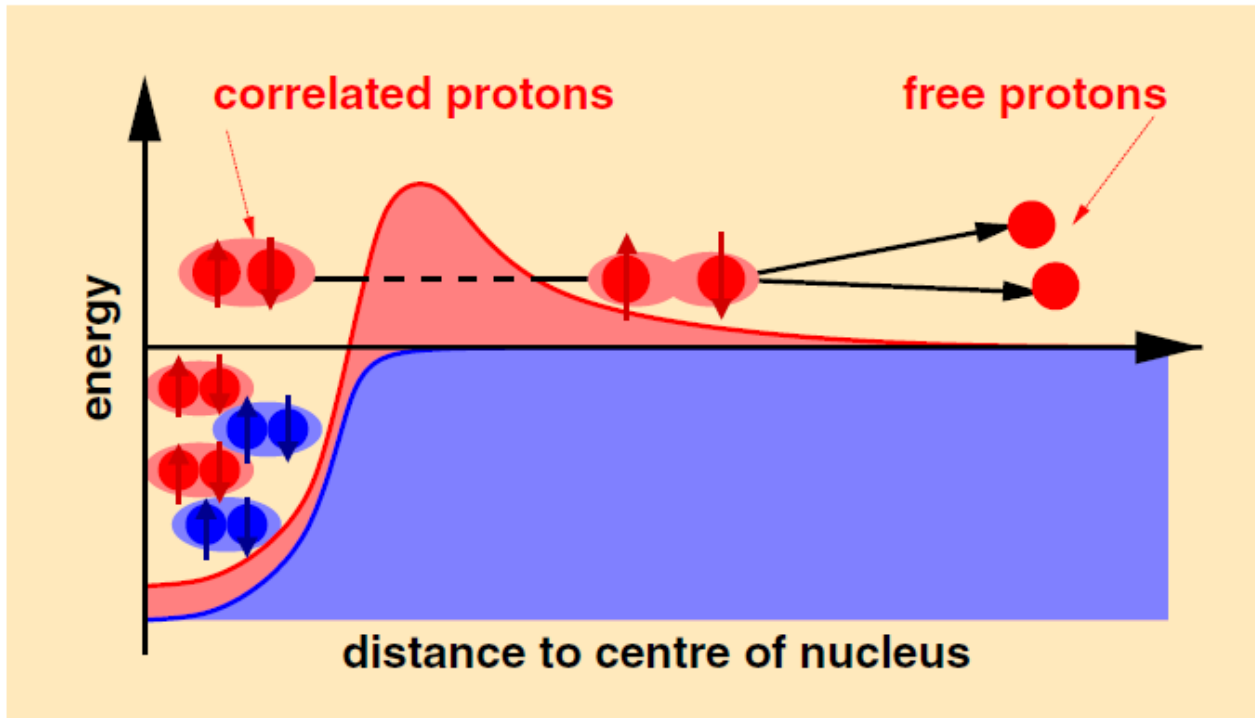
di-neutron 相関 \leftrightarrow 高い l の混じり

3体模型計算

$(s_{1/2})^2$	20.6 %	$(p_{3/2})^2$	2.2 %
$(p_{1/2})^2$	59.8 %	$(d_{5/2})^2$	12.6 %
$(d_{3/2})^2$	2.9 %	$(f_{7/2})^2$	0.92 %
$(f_{5/2})^2$	0.40 %	$(g_{9/2})^2$	0.18 %
$(g_{7/2})^2$	0.12 %	$(h_{11/2})^2$	0.056 %
$(h_{9/2})^2$	0.046 %		



2陽子放出崩壊



B. Blank and M. Ploszajczak, Rep. Prog. Phys. 71('08)046301

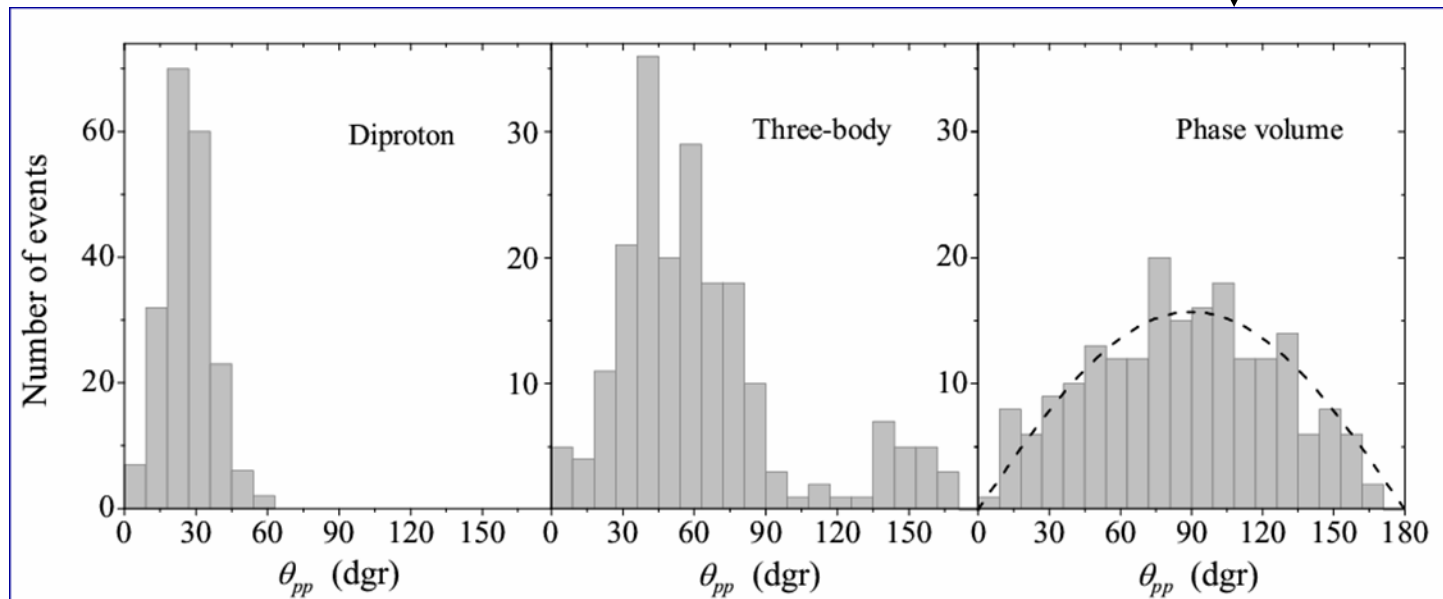
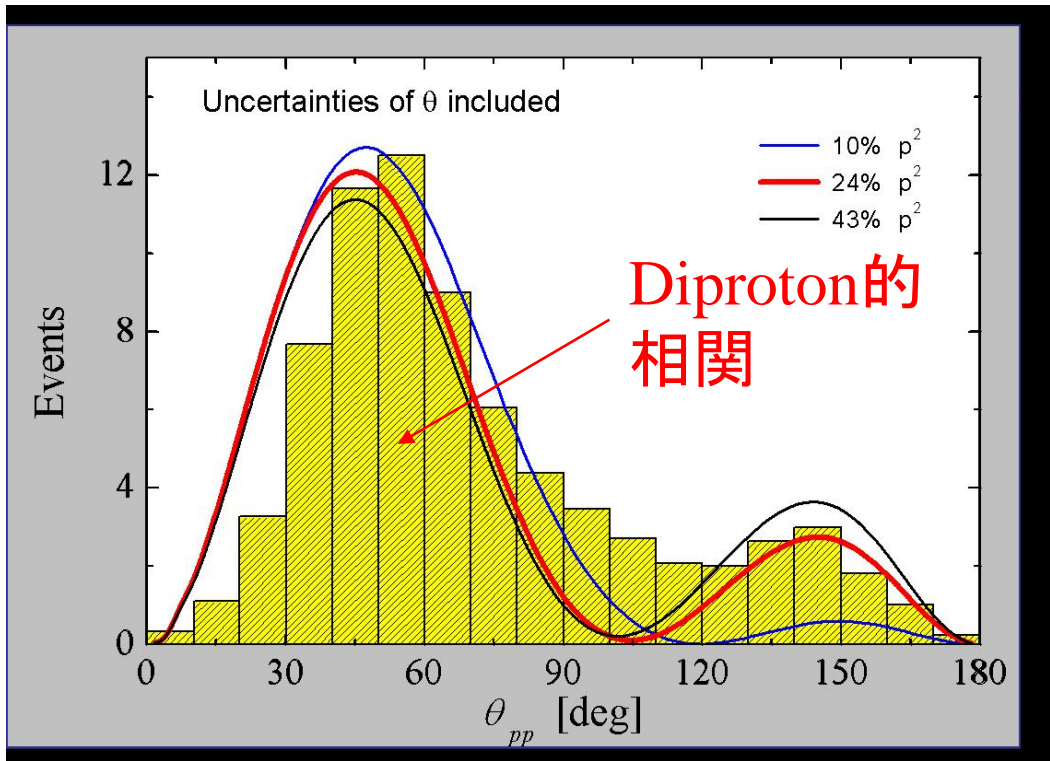
- ✓ 放出2陽子のエネルギー分布や角度分布から相関が見えるか?
- ✓ クーロン3体系(終状態相互作用)
 - ・理論的取扱いが難しい
 - ・基底状態の相関をどのくらい乱すか

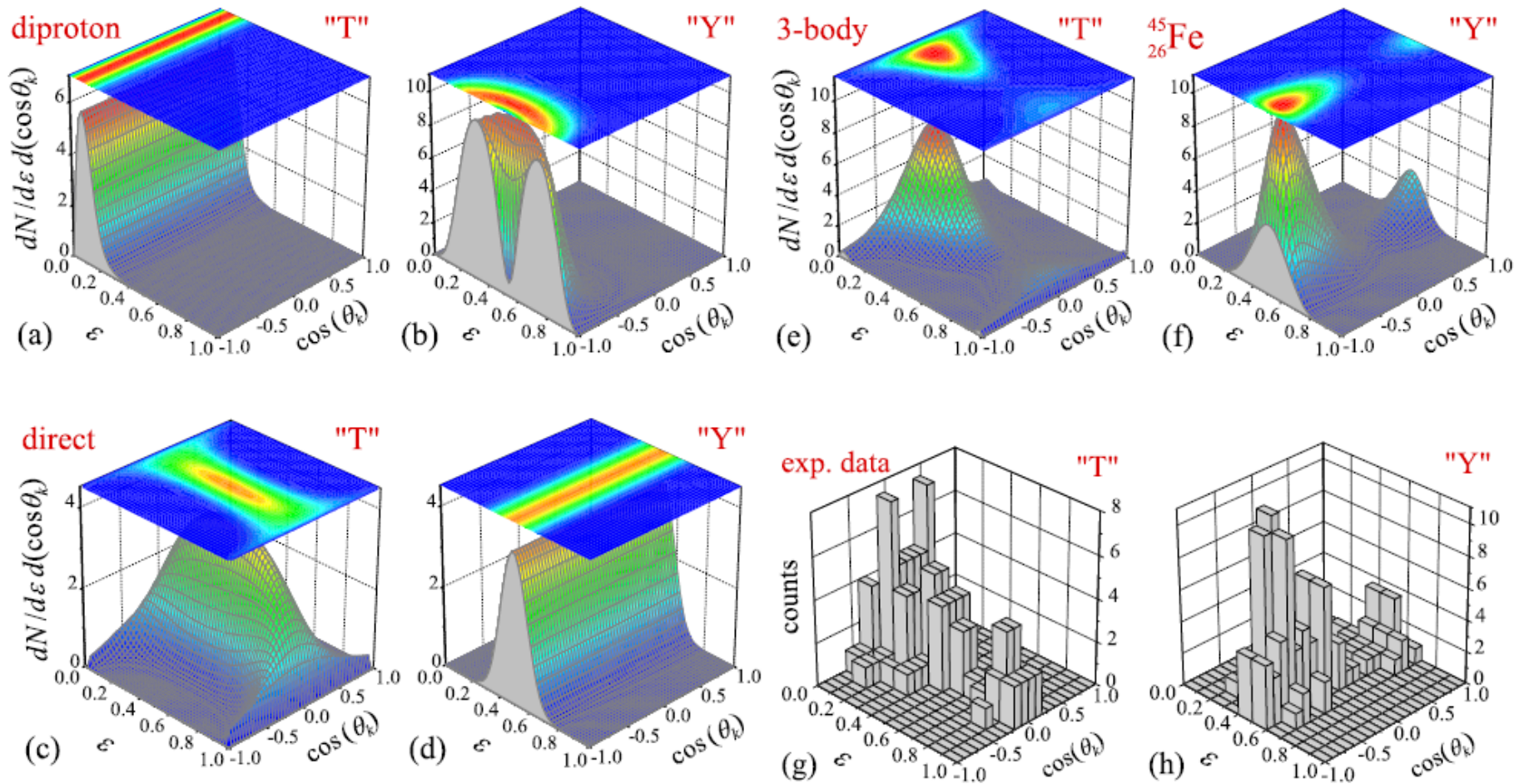
^{45}Fe 核の場合

K. Miernik et al.,
PRL99 ('07) 192501

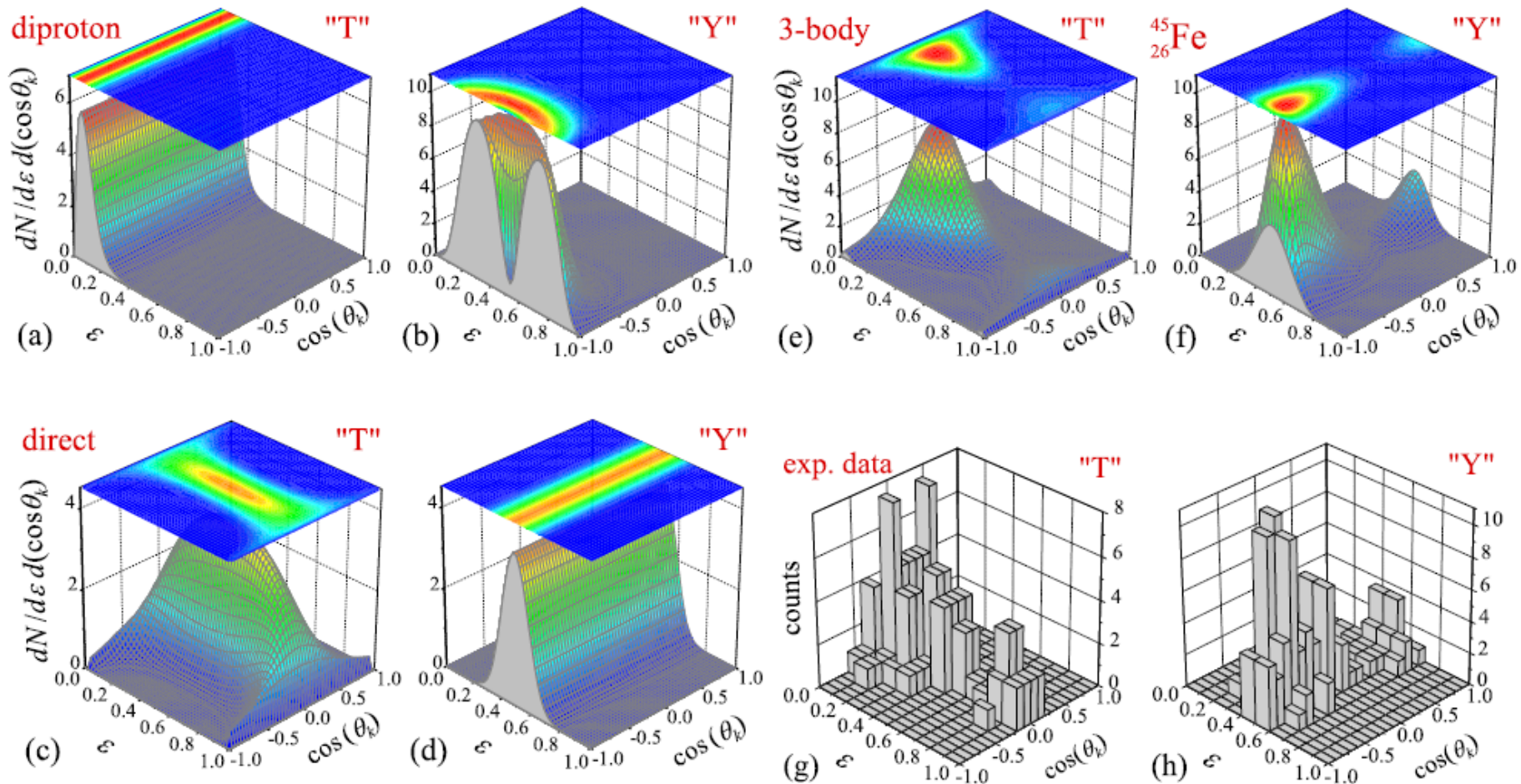
← 実験データ

理論計算 (Grigorenko)





M. Pfutzner, M. Karny, L.V. Grigorenko, K. Riisager,
 Rev. Mod. Phys. 84 ('12) 567



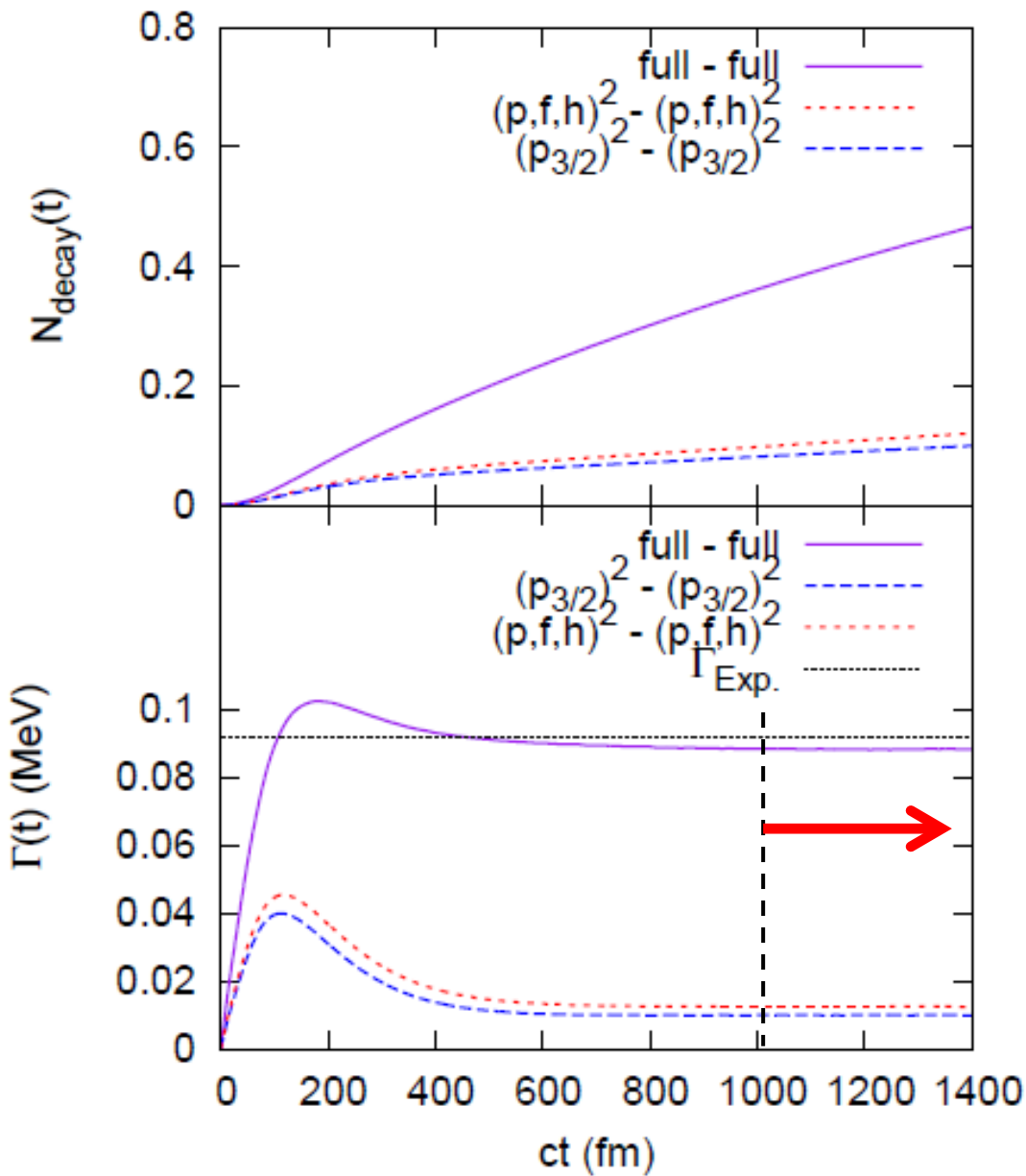
M. Pfutzner, M. Karny, L.V. Grigorenko, K. Riisager,
 Rev. Mod. Phys. 84 ('12) 567

→ ただし、他の核では diproton 相関がきれいに見えている例は少ない(理論計算の例があまりない)

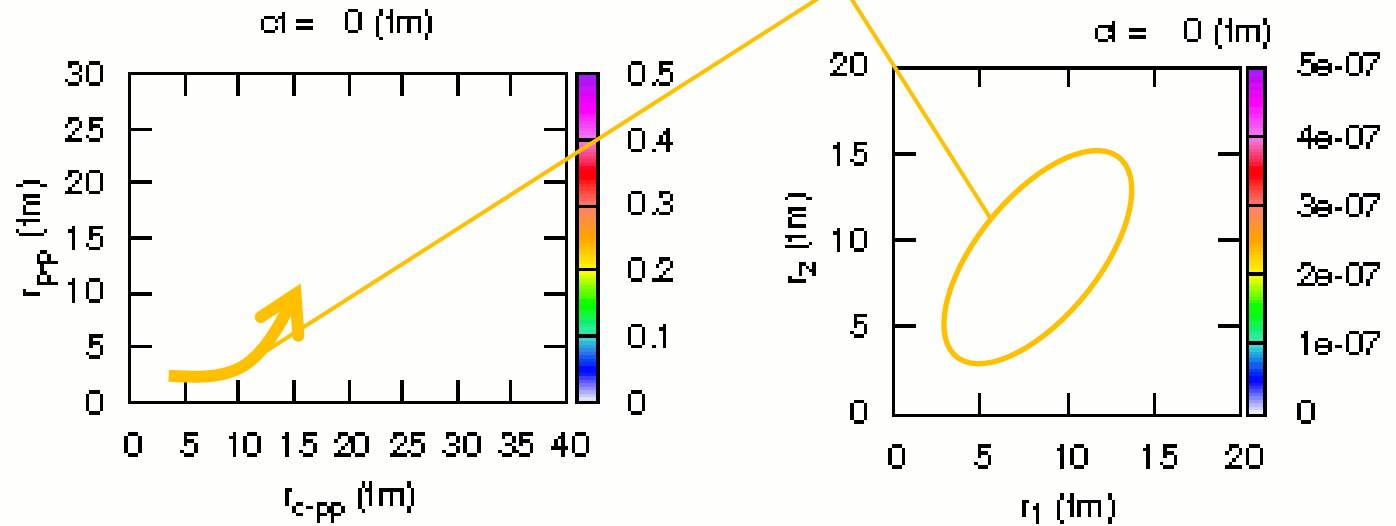
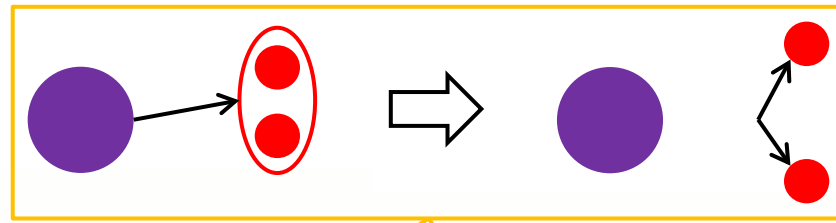
大石知広君(東北大D3)

${}^6\text{Be}$ 核を解析中

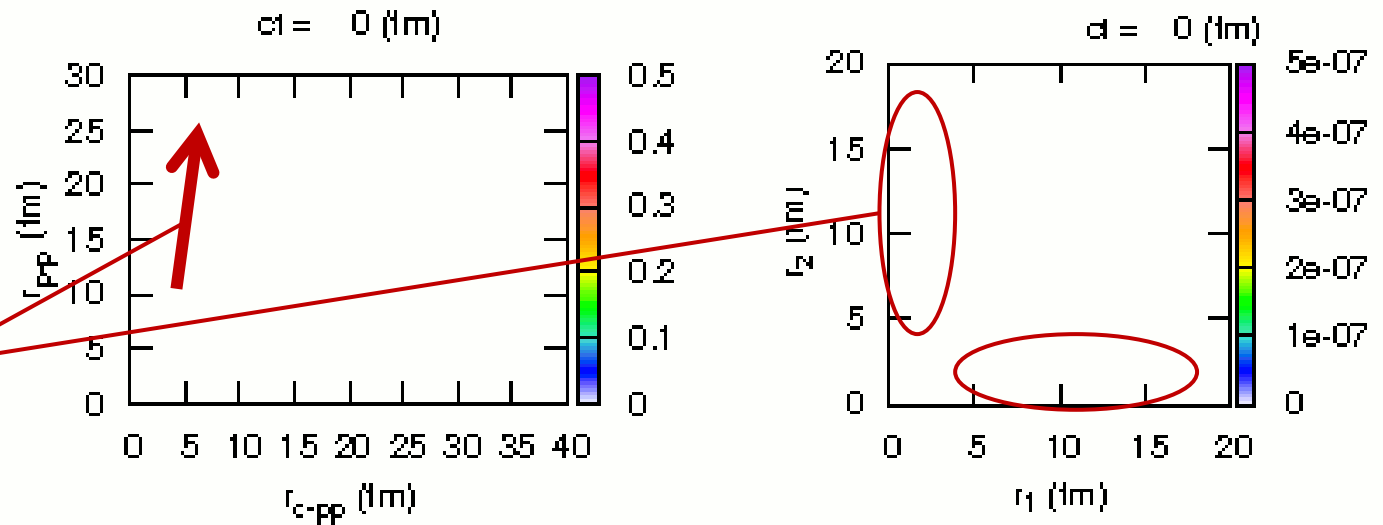
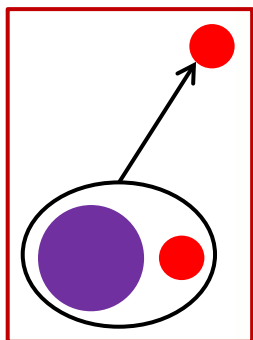
- ・時間に依存する3体模型
- ・崩壊幅
- ・放出2陽子の相関
はこれから



相関あり

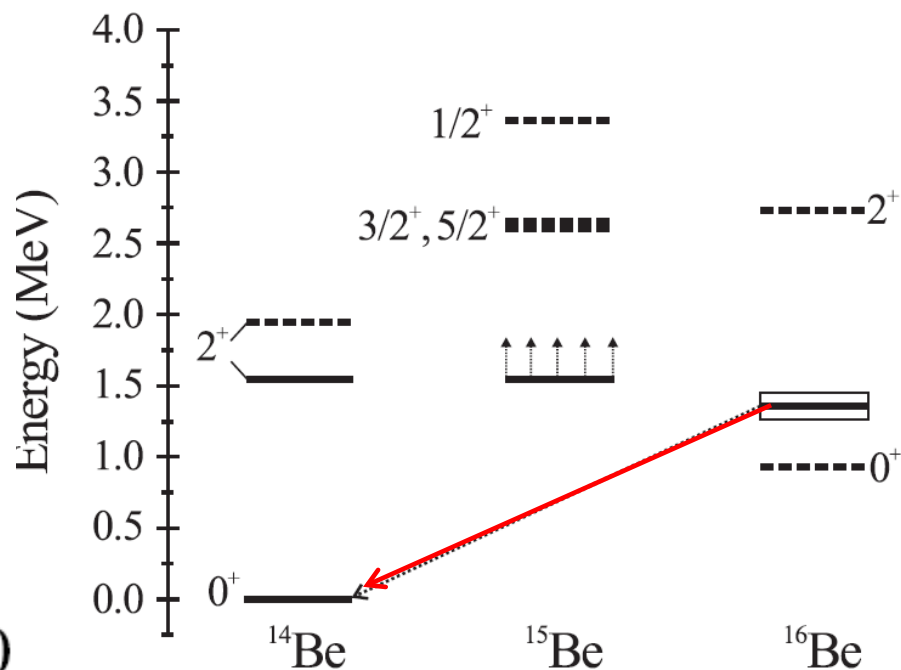
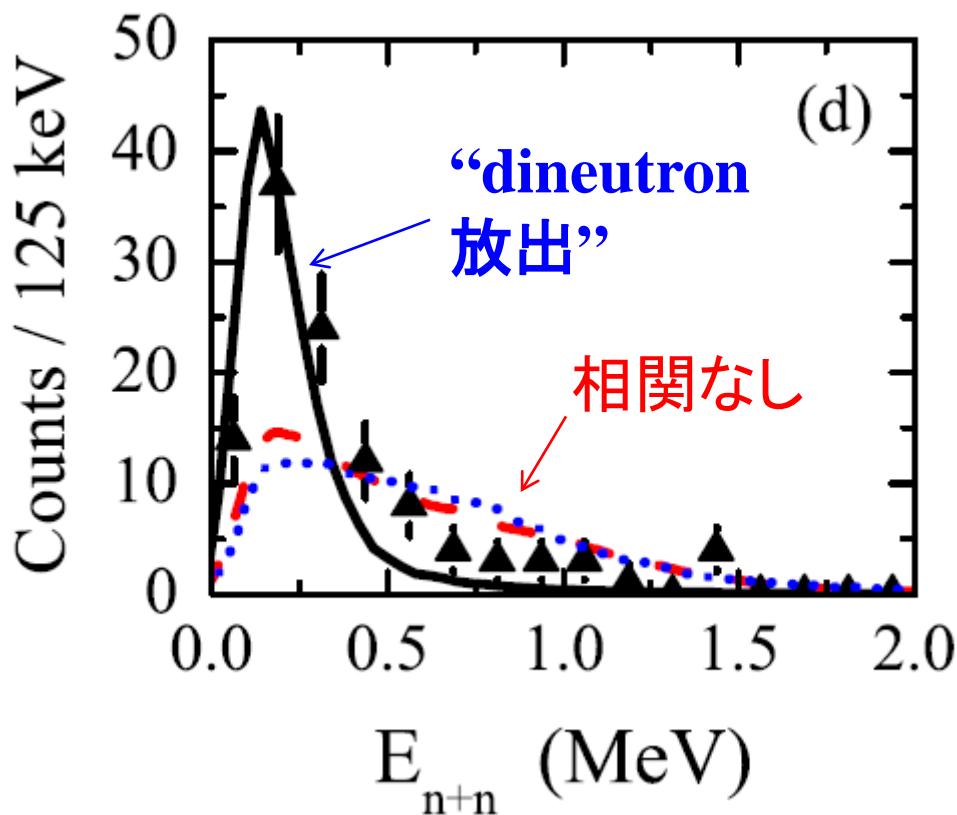


相関なし



2中性子放出崩壊 (MoNA@MSU)

遠心力障壁による
3体共鳴



A. Spyrou et al., PRL108('12) 102501

他にも

^{13}Li (Z. Kohley et al., PRC87('13)011304(R))

$^{14}\text{Be} \rightarrow ^{13}\text{Li} \rightarrow ^{11}\text{Li} + 2n$

^{26}O (E. Lunderbert et al., PRL108('12)142503)

$^{27}\text{F} \rightarrow ^{26}\text{O} \rightarrow ^{24}\text{O} + 2n$

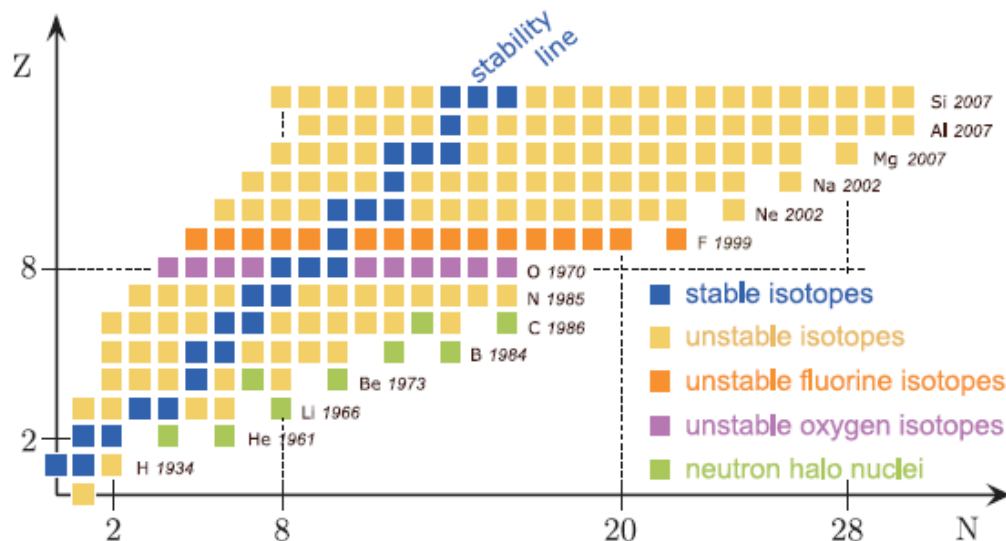
nn 相関を取り入れた3体模型計算が喫緊の課題

^{26}O 核の2中性子放出崩壊の解析

K.H., preliminary

- ^{16}Be , ^{13}Li , ^{26}O (MSU) の中では最も理論的に簡単
 ^{16}Be : 変形、 ^{13}Li : 芯核 ^{11}Li の取扱い

- 中性子過剰な O と F



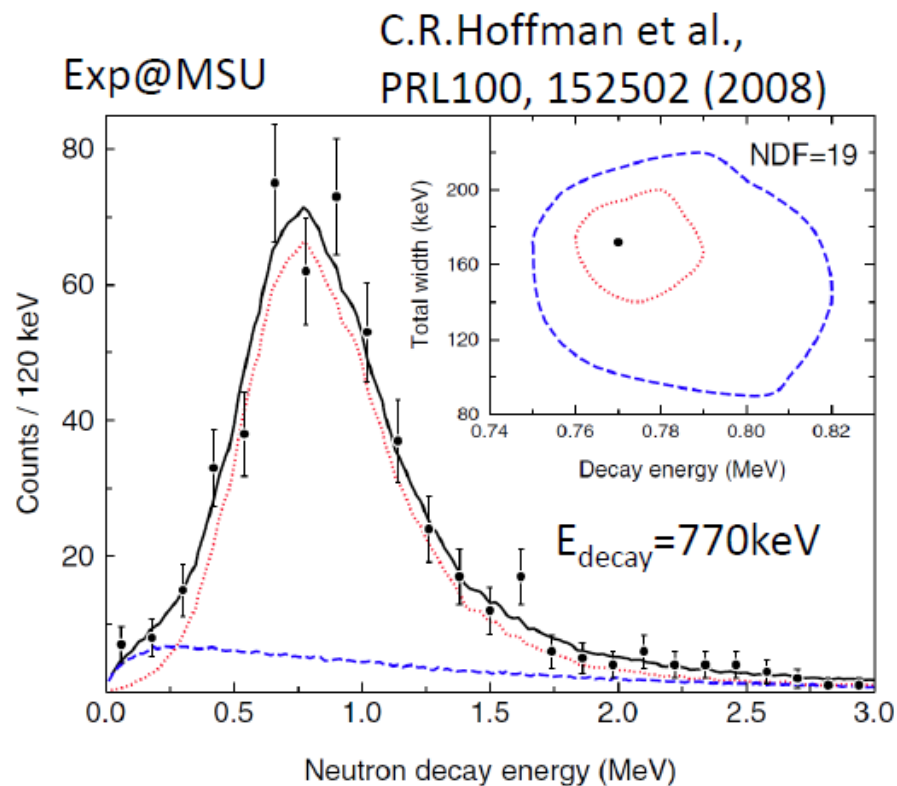
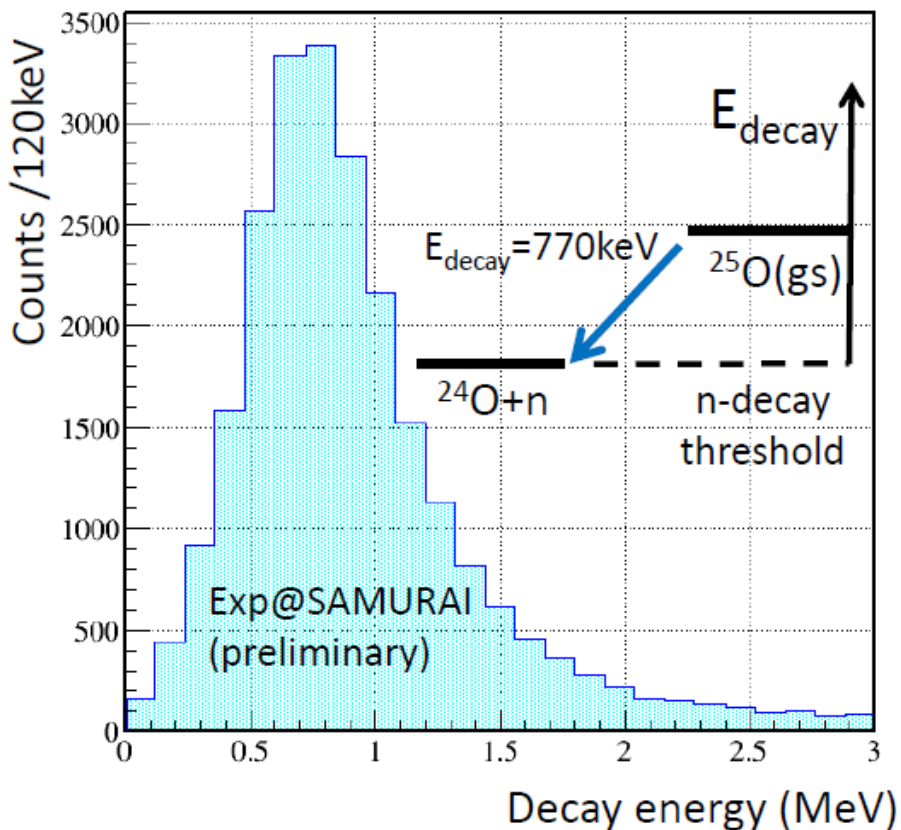
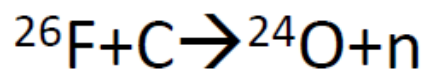
H. Sakurai et al.,
PLB448 ('99) 180
(^{31}F の安定性と ^{28}O の非束縛性)

T. Otsuka et al.,
PRL105('10)032501

✓ 3体力の効果

- SAMURAIを用いた新しい実験 ($^{25,26}\text{O}$ のdecay spectroscopy)

近藤洋介氏(東工大)データ解析中
MSUの50倍の統計量

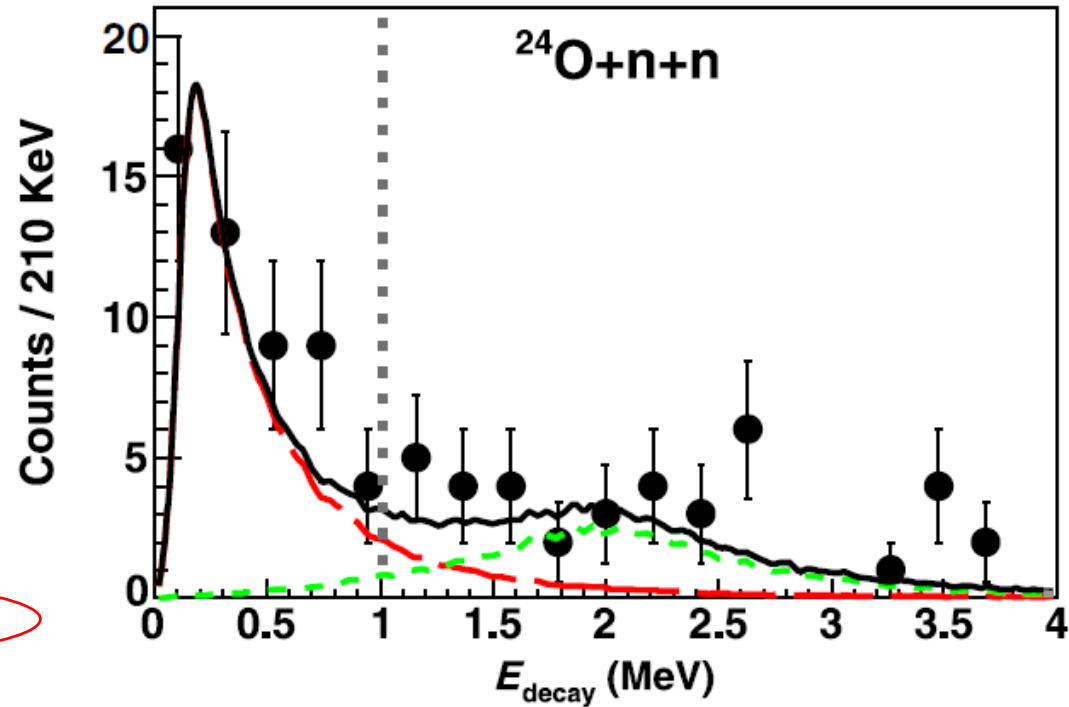
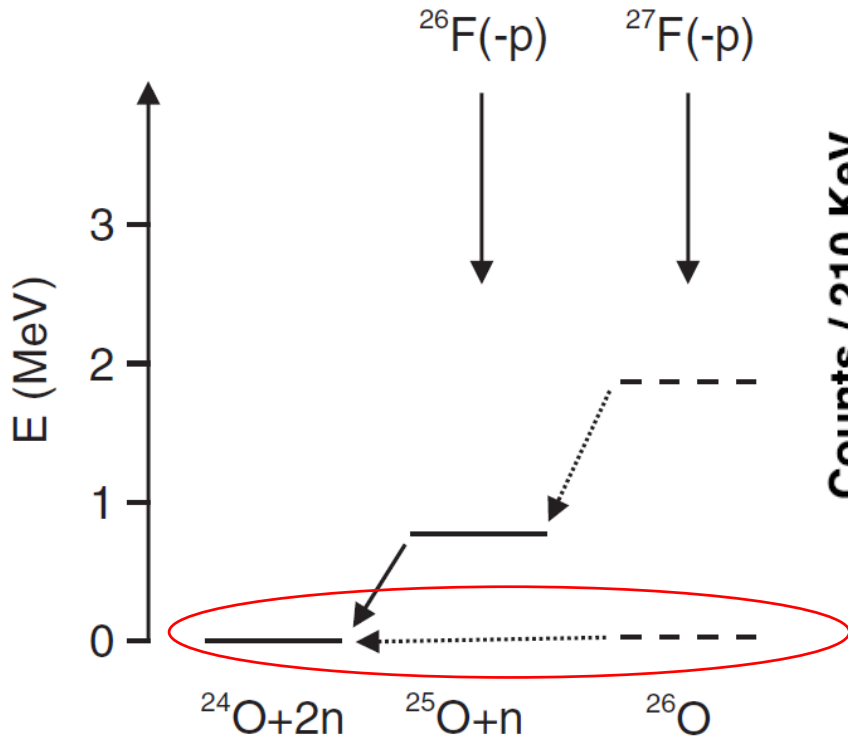
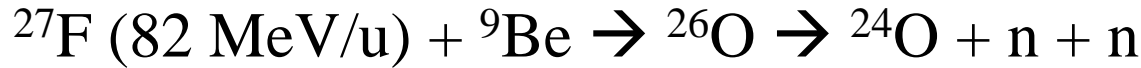


近藤さんのスライドより
(物理学会2013年春)

^{26}O に関するMSUのデータ

E. Lunderberg et al., PRL108 ('12) 142503

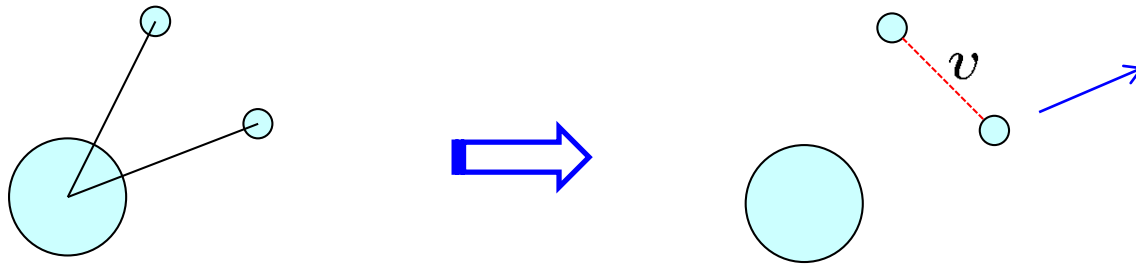
Z. Kohley et al., PRL 110 ('13)152501



$$E_{\text{decay}} = 150^{+50}_{-150} \text{ keV}$$

* 統計が不十分なため、放出2中性子の角度相関、エネルギー相関の測定はまだ ← SAMURAI を使えばできる?

3体模型計算: 連続状態E1励起の計算の応用



$$\begin{aligned}
 M_{fi} &= \langle (j_1 j_2)^{J=0} | (1 - vG_0 + vG_0 vG_0 - \dots) | \Psi_i \rangle \\
 &= \langle (j_1 j_2)^{J=0} | \underbrace{(1 + vG_0)^{-1}}_{\text{FSI}} | \Psi_i \rangle = \langle \Psi_{j_1 j_2}^{(J=0)} | \Psi_i \rangle
 \end{aligned}$$

↑
unperturbed continuum wf

FSI

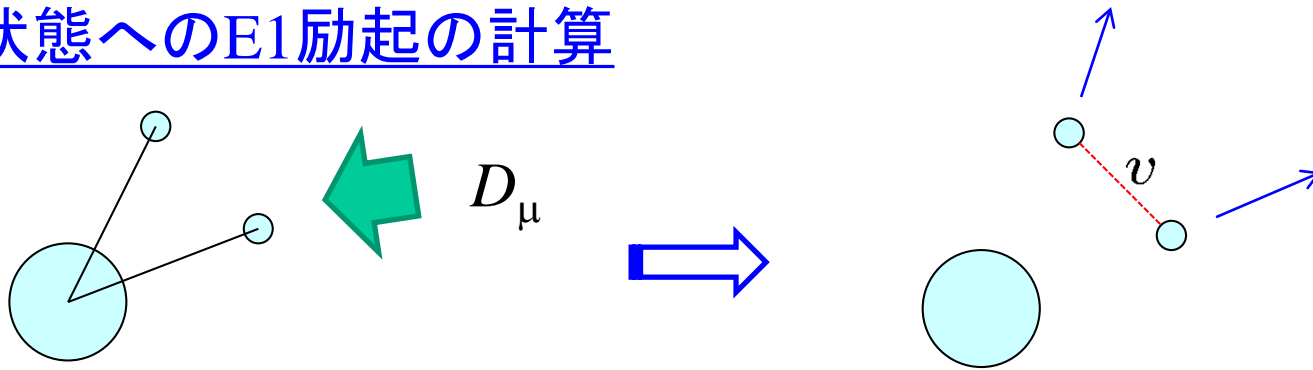
$$G_0(E) = \sum_{f.st.} \frac{|(j_1 j_2)^{J=0}\rangle \langle (j_1 j_2)^{J=0}|}{e_1 + e_2 - E - i\eta}$$

$$\frac{d^2 P}{de_1 de_2} = \sum_{l_1 j_2 l_2 j_2} |M_{fi}|^2 \frac{dk_1}{de_1} \frac{dk_2}{de_2}$$

$$\frac{dP}{dE} = \int de_1 de_2 \frac{d^2 P}{de_1 de_2} \delta(E - e_1 - e_2)$$

- * 角度相関も同様に
グリーン関数を用いて
計算可能
- * 芯核の反跳は近似的に
取り扱う

cf. 連続状態へのE1励起の計算



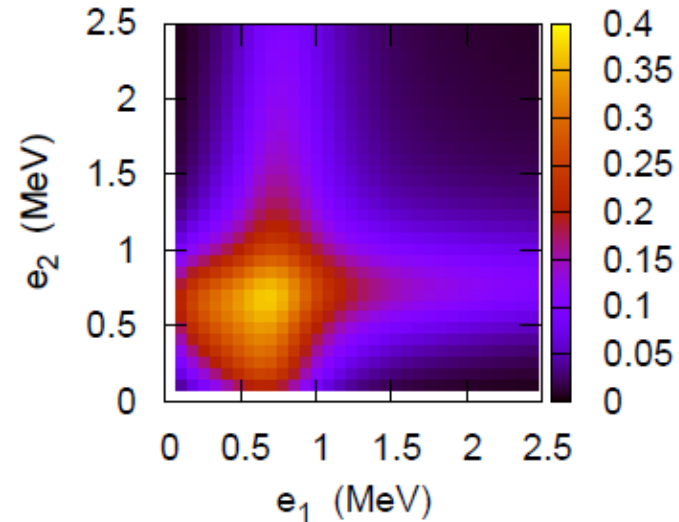
$$\begin{aligned}
 M(E1) &= \langle (j_1 j_2)_{\mu}^1 | (1 - vG_0 + vG_0 vG_0 - \dots) D_{\mu} | \Psi_{gs} \rangle \\
 &= \langle (j_1 j_2)_{\mu}^1 | \underbrace{(1 + vG_0)^{-1}}_{\text{FSI}} D_{\mu} | \Psi_{gs} \rangle
 \end{aligned}$$

↑ unperturbed continuum wf

↑ dipole operator

$$G_0(E) = \sum_{\mu, f.st.} \frac{|(j_1 j_2)_{\mu}^1\rangle \langle (j_1 j_2)_{\mu}^1|}{e_1 + e_2 - E - i\eta}$$

$$\frac{d^2 B(E1)}{de_1 de_2} = 3 \sum_{l_1 j_2 l_2 j_2} |M(E1)|^2 \frac{dk_1}{de_1} \frac{dk_2}{de_2}$$



$$M_{fi} = \langle (j_1 j_2)^{J=0} | (1 + vG_0)^{-1} | \Psi_i \rangle$$

始状態 : 3体模型 ($^{25}\text{F} + n + n$)

————→ sudden proton removal
 (nn の配位は $^{25}\text{F} + n + n$ の計算のまま
 core だけが ^{25}F から ^{24}O に突然変化)

終状態 Ψ_f : 3体模型 ($^{24}\text{O} + n + n$)

▶ $^{24}\text{O} + n$ ポテンシャル

$$e_{2s1/2} = -4.09 (13) \text{ MeV},$$

C.R. Hoffman et al.,

$$e_{1d3/2} = +770^{+20}_{-10} \text{ keV}, \quad \Gamma_{1d3/2} = 172(30) \text{ keV}$$

PRL100('08)152502

を再現するような Woods-Saxon ポテンシャル

$$a = 0.95 \text{ fm} \rightarrow \Gamma_{1d3/2} = 141.7 \text{ keV}$$

▶ $^{25}\text{F} + n$ ポテンシャル

($^{24}\text{O} + n$) ポテンシャル $+ \delta V_{1s}$

pn テンソル力

T. Otsuka et al., PRL95('05)232502

$$e_{1d3/2} (^{26}\text{F}) = -0.811 \text{ MeV}$$

始状態 : 3体模型 ($^{25}\text{F} + n + n$) \longrightarrow sudden proton removal

終状態 ψ_f : 3体模型 ($^{24}\text{O} + n + n$)

➤ $^{24}\text{O} + n$ ポテンシャル

$$e_{2s1/2} = -4.09 (13) \text{ MeV,}$$

$$e_{1d3/2} = + 770^{+20}_{-10} \text{ keV, } \Gamma_{1d3/2} = 172(30) \text{ keV}$$

C.R. Hoffman et al.,
PRL100('08)152502

を再現するような Woods-Saxon ポテンシャル

➤ $^{25}\text{F} + n$ ポテンシャル

pn テンソル力

$^{24}\text{O} + n$ ポテンシャル $+ \delta V_{ls}$

T. Otsuka et al., PRL95('05)232502

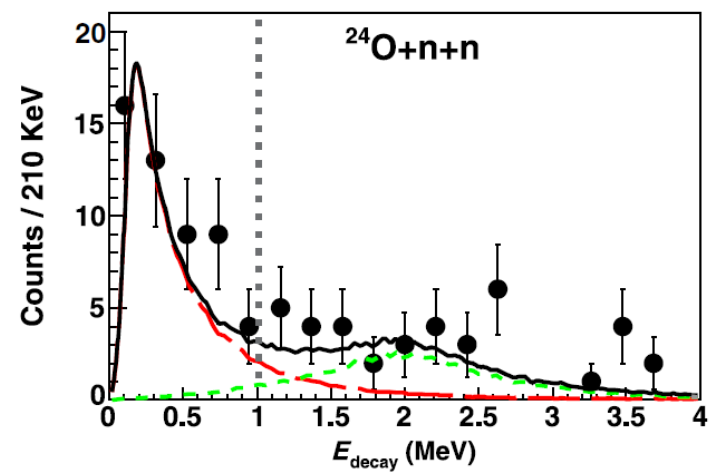
$$e_{1d3/2} (^{26}\text{F}) = -0.811 \text{ MeV}$$

➤ 対相関力の強さ

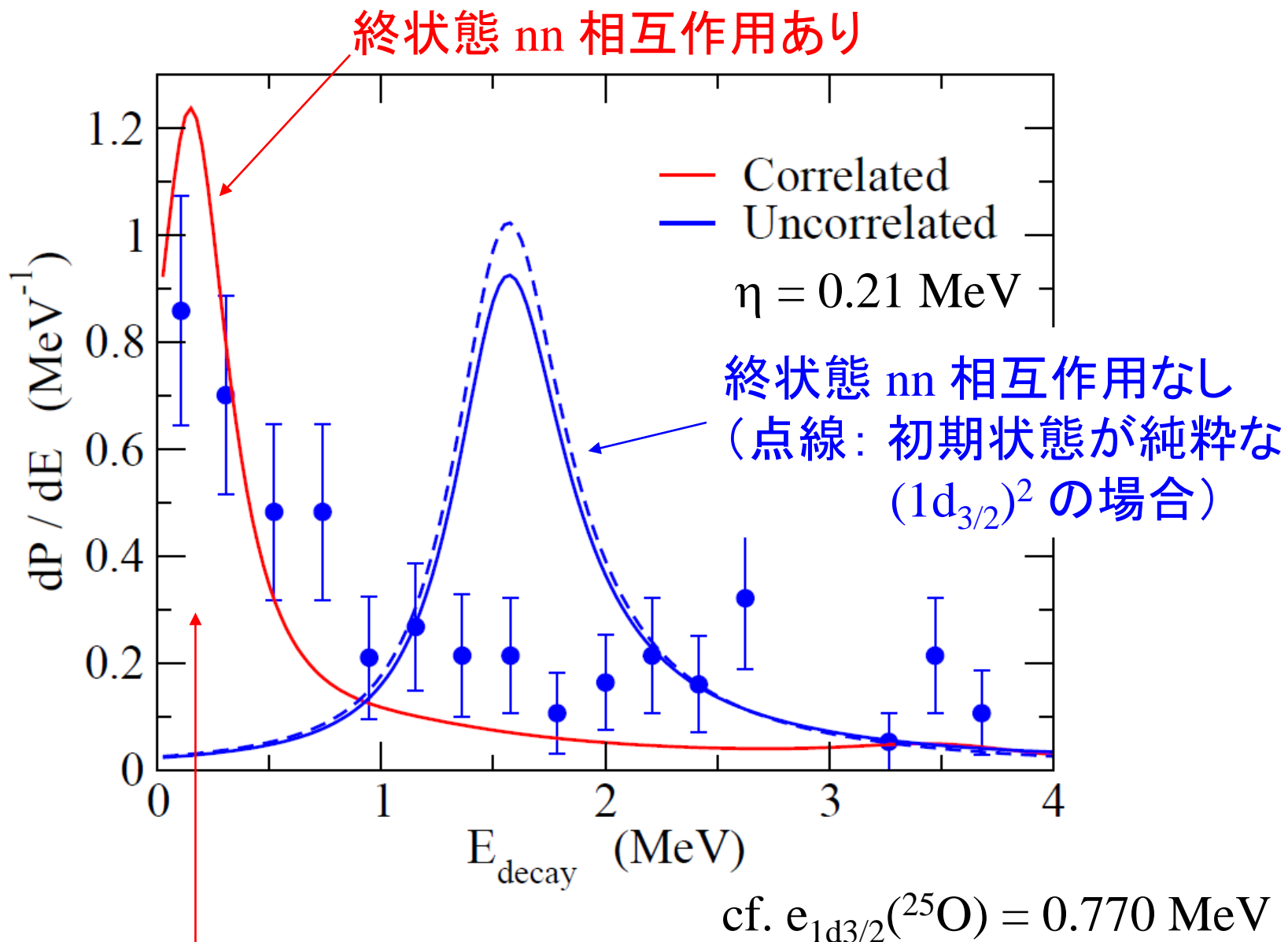
decay energy スペクトルの
ピーク・エネルギーを再現するように調整

$$\longrightarrow E (^{27}\text{F}) = -2.69 \text{ MeV}$$

$$\text{cf. } E_{\text{exp}} (^{27}\text{F}) = -2.80 \text{ MeV}$$

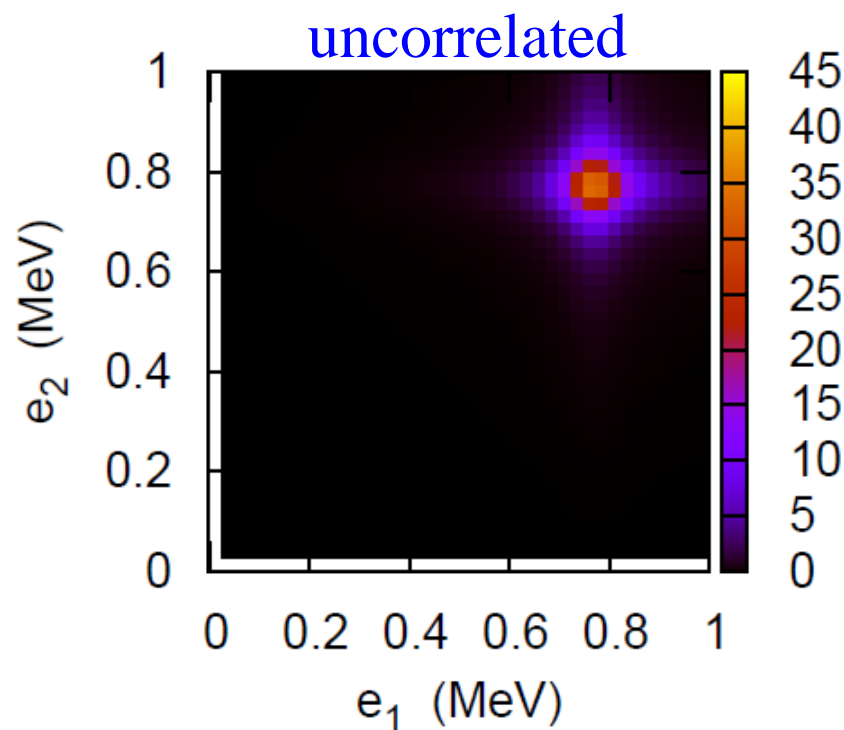
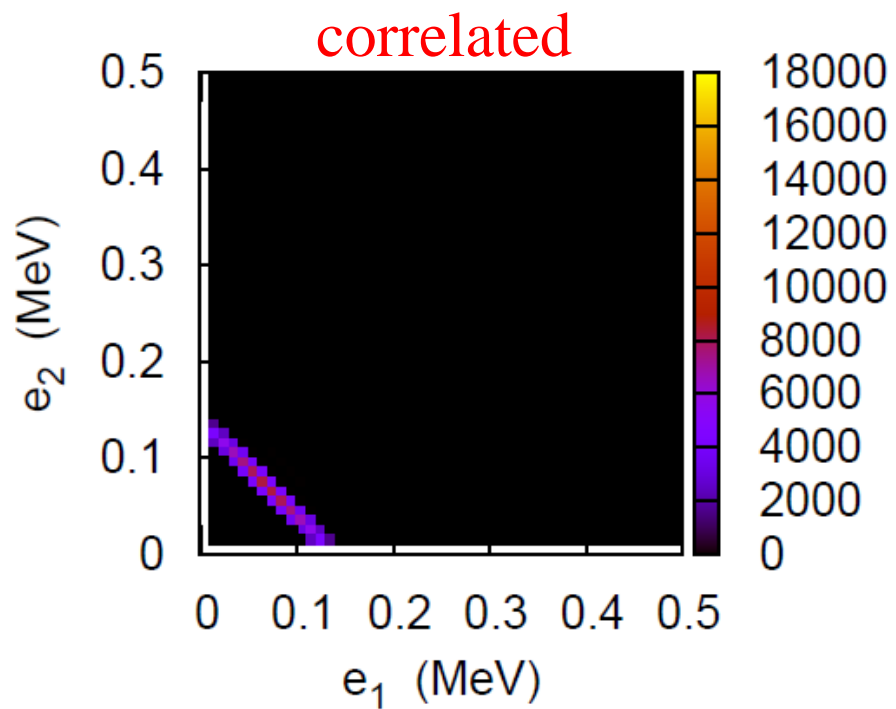
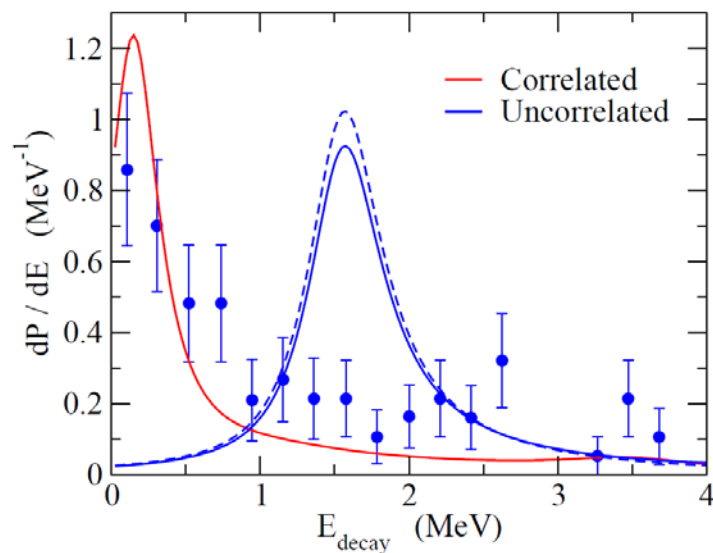


i) 崩壊エネルギー・スペクトル

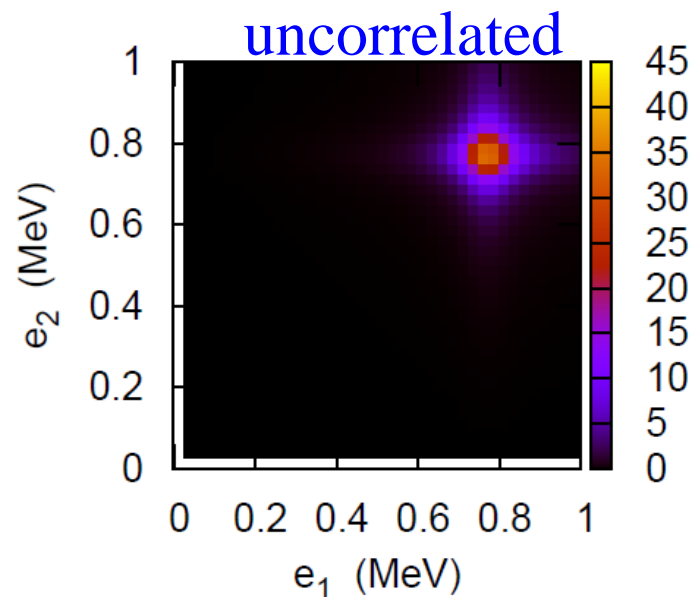
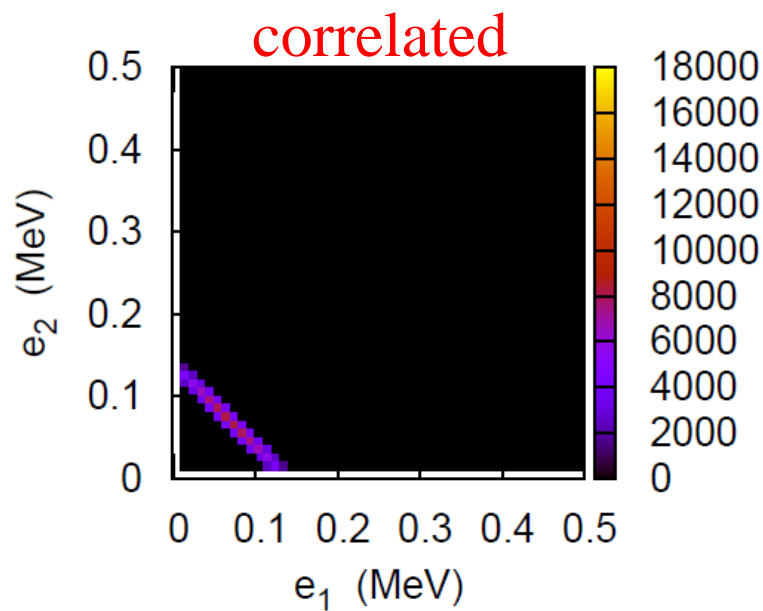


幅の狭い ($\Gamma_{\text{exp}} \sim 10^{-10} \text{ MeV}$) 三体共鳴状態

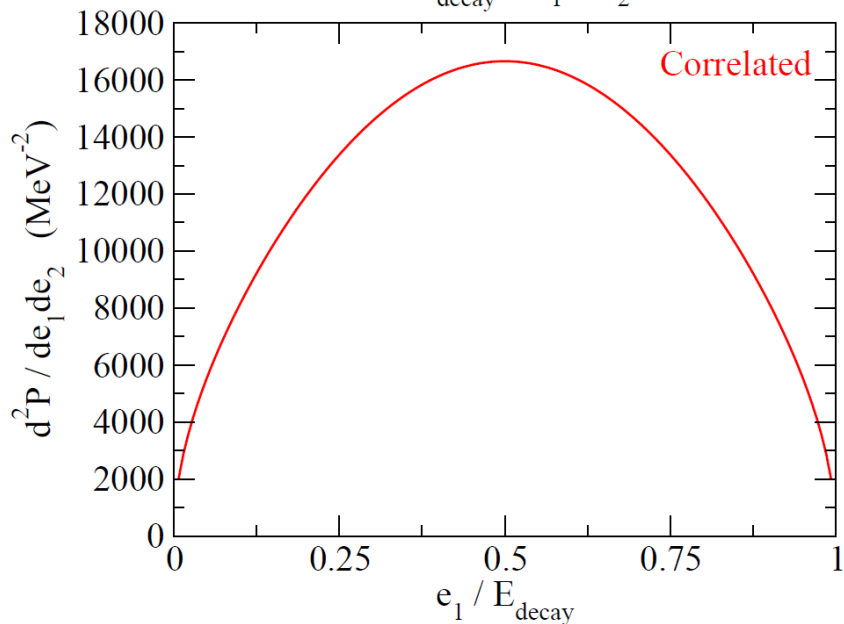
ii) 放出中性子のエネルギー・スペクトル



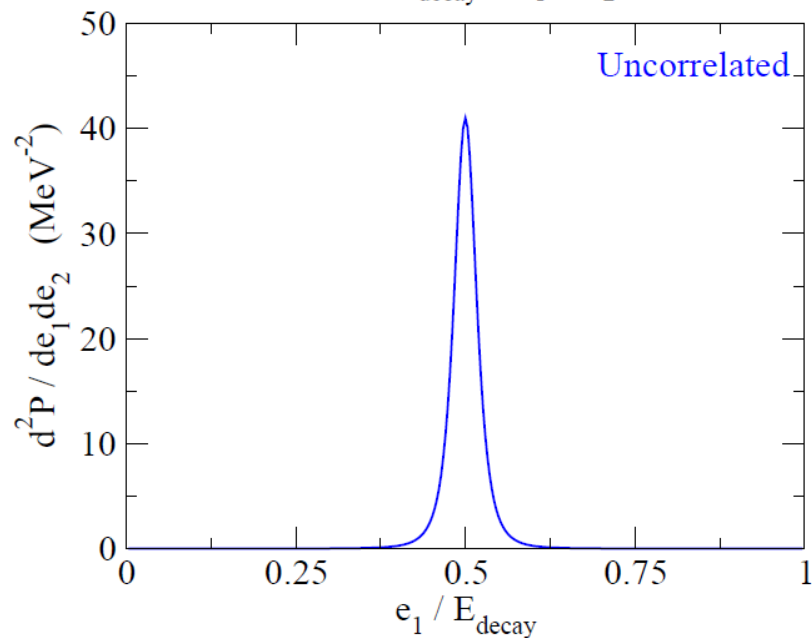
ii) 放出中性子のエネルギー・スペクトル



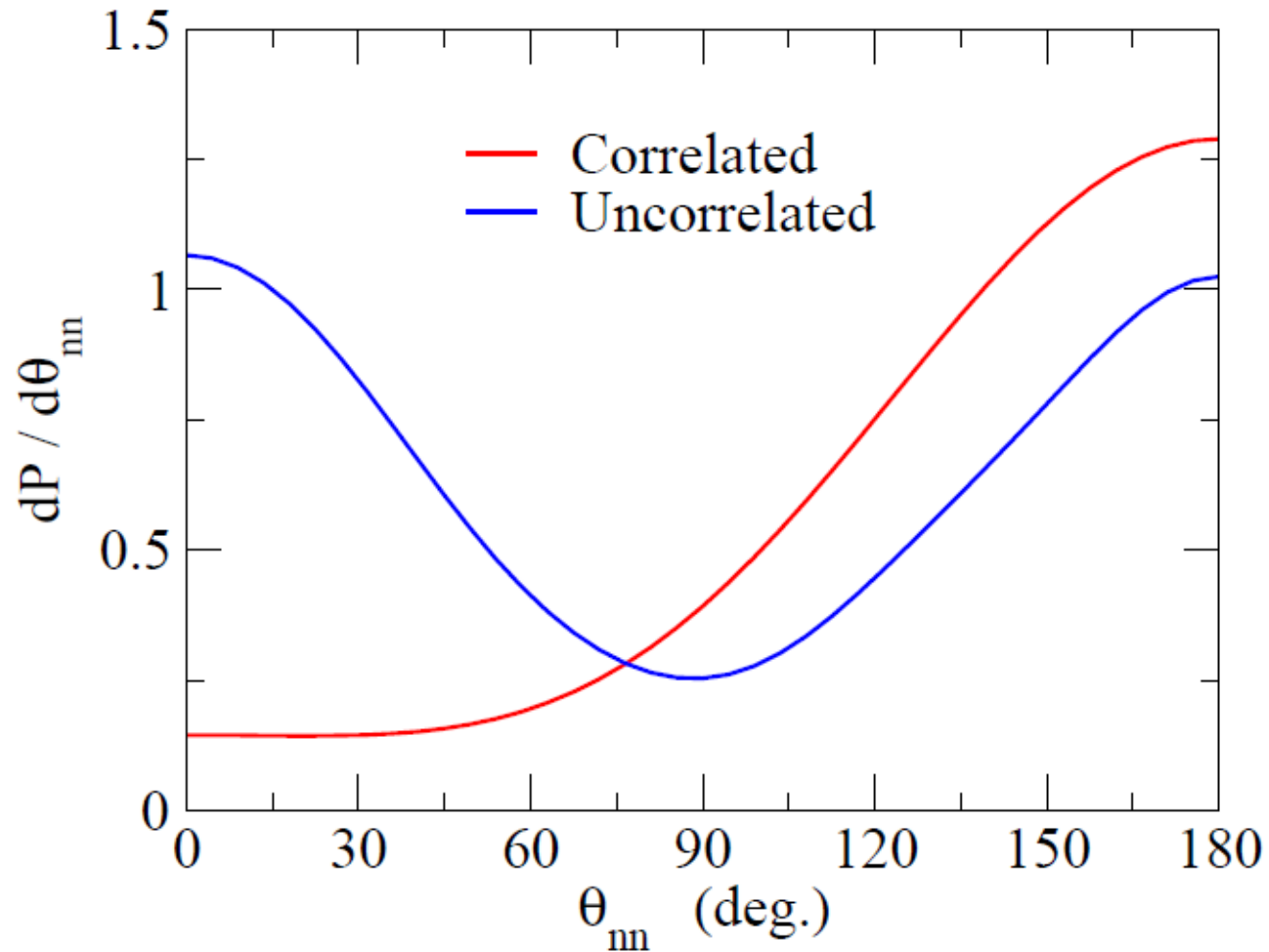
$$E_{\text{decay}} = e_1 + e_2 = 0.14 \text{ MeV}$$



$$E_{\text{decay}} = e_1 + e_2 = 1.54 \text{ MeV}$$

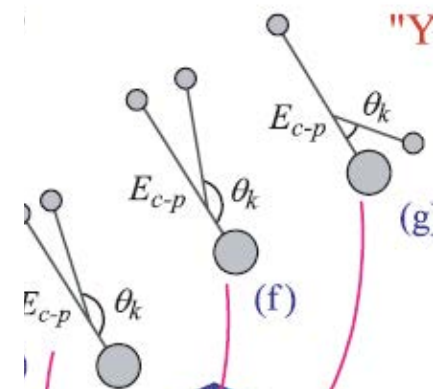
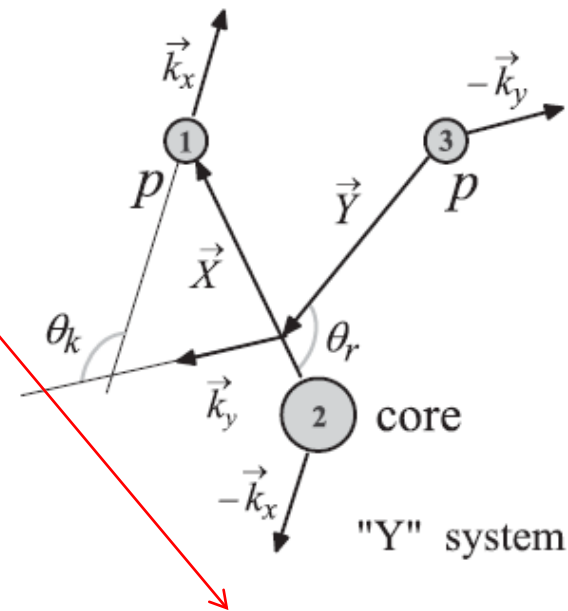
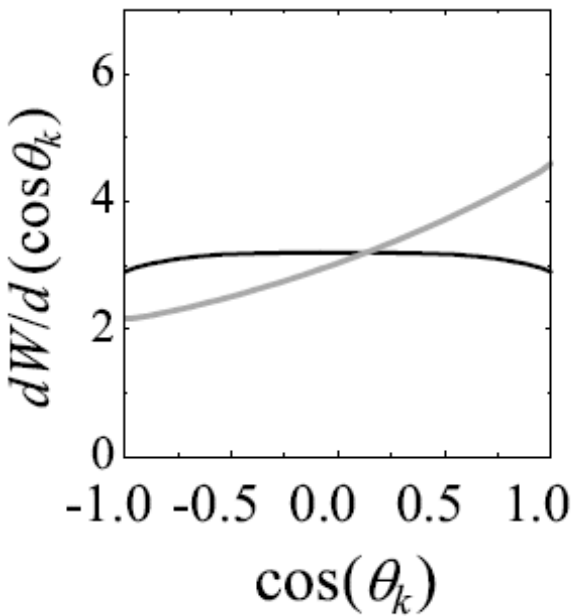
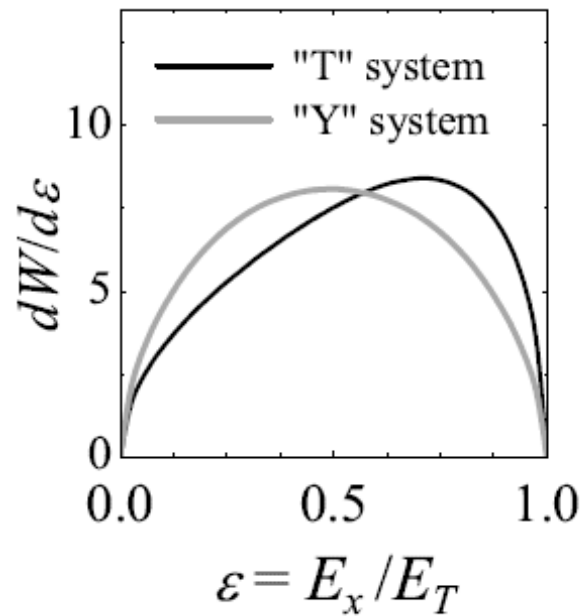
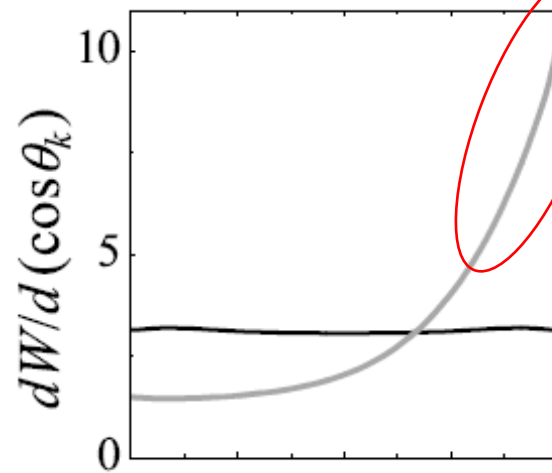
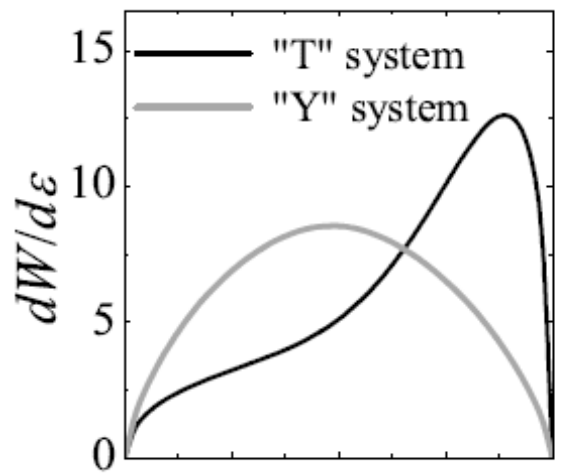


iii) 放出中性子の角度分布

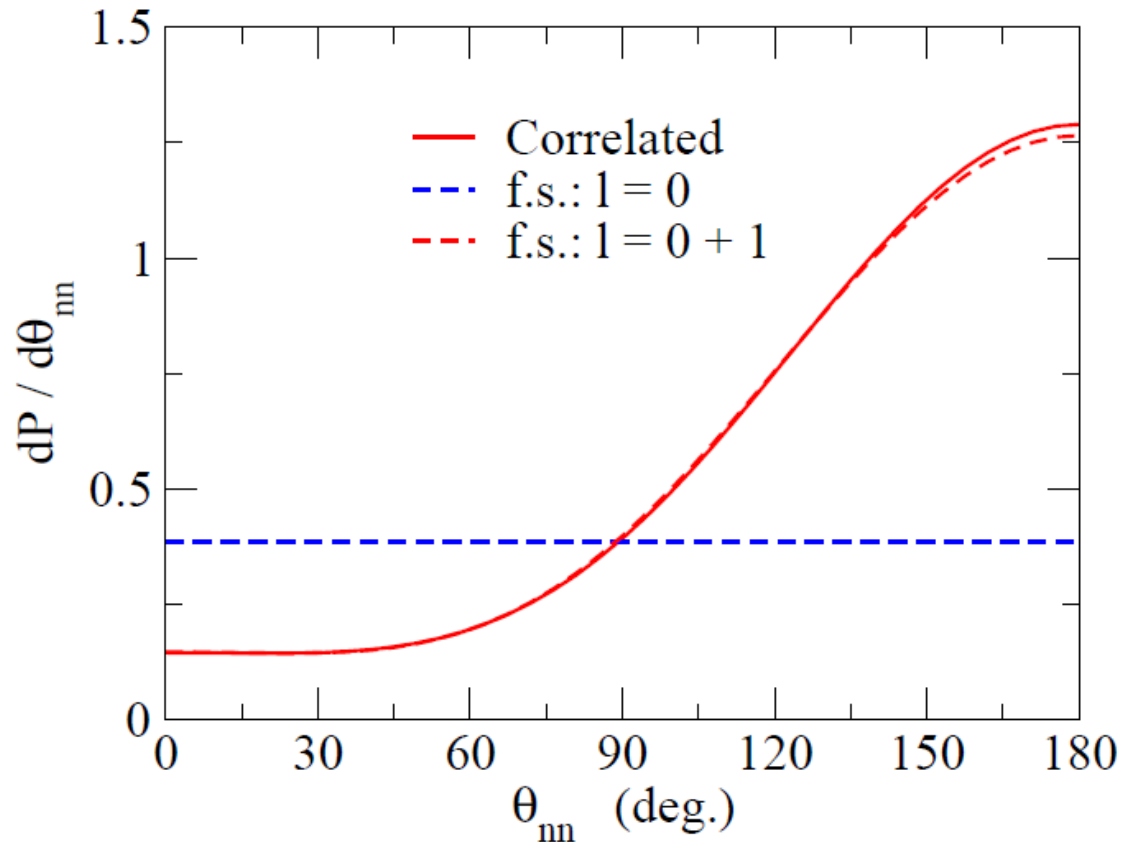


(*correlated はピーク・エネルギーで評価して規格化したもの)

cf. Grigorenko たちの計算: 我々とコンシステント



$$M_{fi} = \langle (jj)^{J=0} | (1 - vG_0 + vG_0vG_0 - \dots) | \Psi_i \rangle$$



初期状態 $(d_{3/2})^2 \longrightarrow (s_{1/2})^2$ or $(p_{3/2})^2, (p_{1/2})^2$ が主要なプロセス

↑
Pair 相互作用による散乱

*他の l 成分は遠心力障壁のため大きく抑制

($E_{\text{decay}} \sim 0.14$ MeV, $e_1 \sim e_2 \sim 0.07$ MeV)

まとめ

di-neutron 相関: 2中性子分布の空間的局在化

✓パリティ混合

✓中性子過剰核: 連続状態への散乱

核表面での対相関の増大

どのようにプローブするか?

• クーロン分解 (T. Nakamura et al.)

✓相関による $B(E1)$ 強度の増大

✓クラスター和則 (基底状態の相関のみが関与)

✓2中性子間の開き角

• 2中性子放出崩壊

✓崩壊エネルギー・スペクトル

✓放出中性子のエネルギー・スペクトル

✓放出中性子の角度分布

SAMURAIでの多重粒子測定実験に期待
(エネルギー分布、角度分布の測定)