

不安定核反応に対する 微視的反応理論の構築

-RIBF, J-PARCの物理へ向けて-

八尋正信(九大)



1. RIBFに向けて

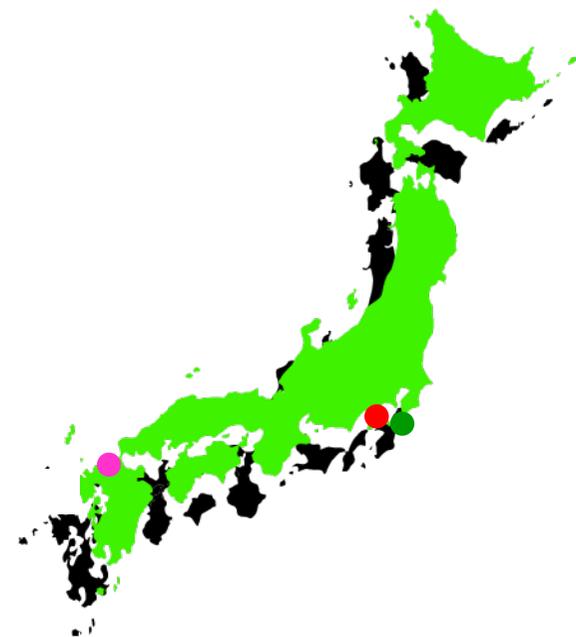
九州反応グループ

蓑茂、角、江上、橋本(原研)、松本(理研)、緒方、井芹(千葉経済)、原田(九大素粒子)、上村(理研)、河合、八尋

2. J-PARCに向けて

西日本ハドロングループ

境、柏、浜田、河野(佐賀)、松崎(福岡教育)、中村(広島)、八尋



目次

1. はじめに
2. J-PARC → QCD相図
3. RIBF → Glauber理論の拡張
4. 最近のCDCC理論の発展
5. まとめと展望

不安定核領域の解明 (RIBFに向けて)

核図表

横軸に中性子数、縦軸に陽子数
をとり、存在する(可能性のある)
原子核を表にしたもの。

陽子数(元素の種類)

RIBF計画

RIビーム(RI:ラジオアイソトープ)を不安定核とよび、これらの核を加速し、さまざまな核と衝突させることにより、核の構造・反応機構を知る。日本の理研によって行われる。

陽子ドリップライン

陽子を詰めていったときの理論的限界線

ジャポニウム!?
原子番号113発見!!

未開の領域

Pb 82

既知

RIBF計画

Sn 50

安定核(安定線)

126

ウラン合成過程
不安定核を経由してできる

中性子ドリップライン

中性子を詰めていったときの理論的限界線
この線より中性子が多いと自然に中性子がこぼれ落ちる

マジックナンバー(魔法数)
特に安定な(壊れにくい)中性子(陽子)の数

Ni 28

Ca 20

O 8

He 2

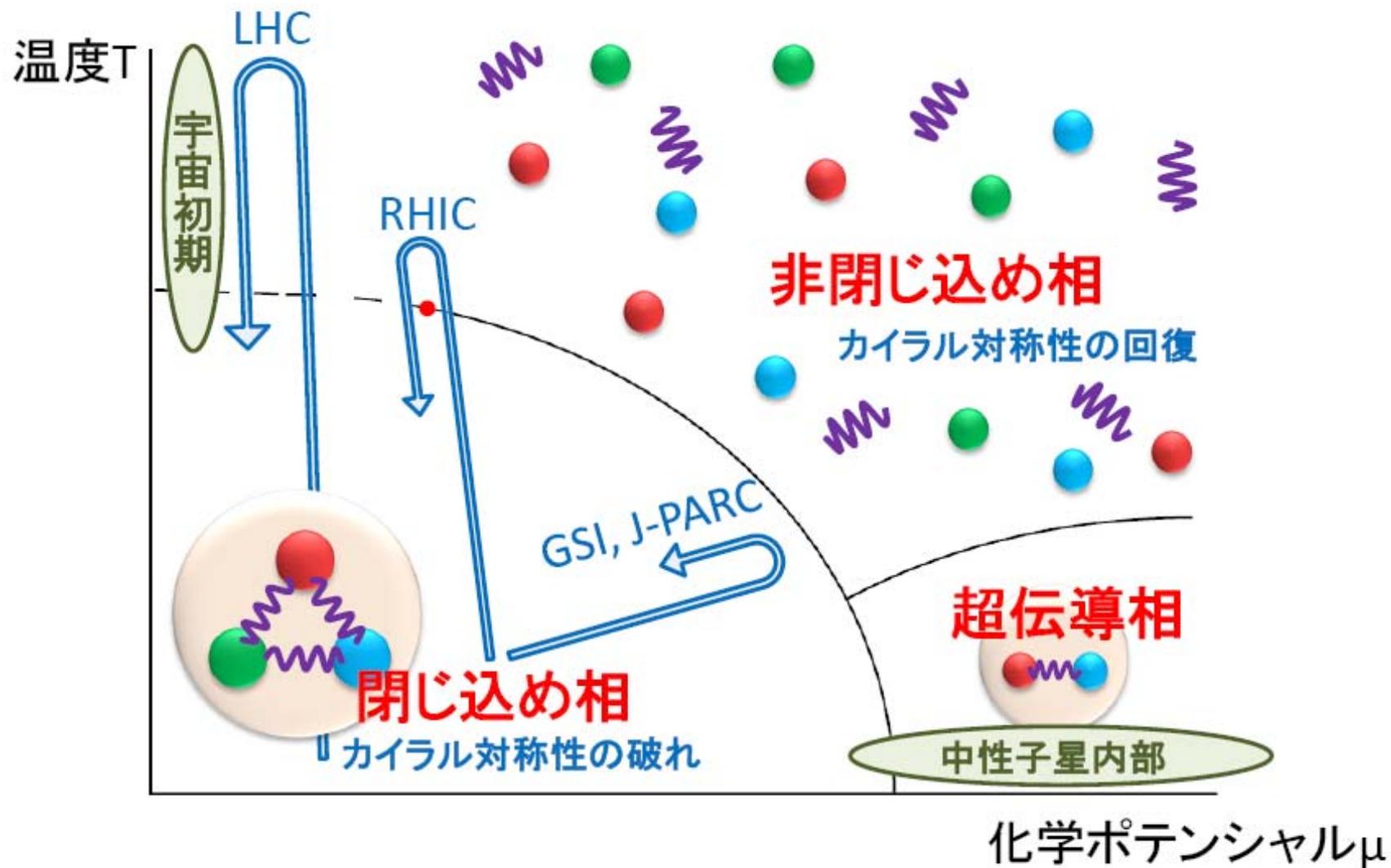
軽核領域

酸素(O)、窒素(N)、炭素(C)がある領域
近年このあたりで短い寿命のハロー核が見つかったり
新しい魔法数(16)が発見されたりしている。

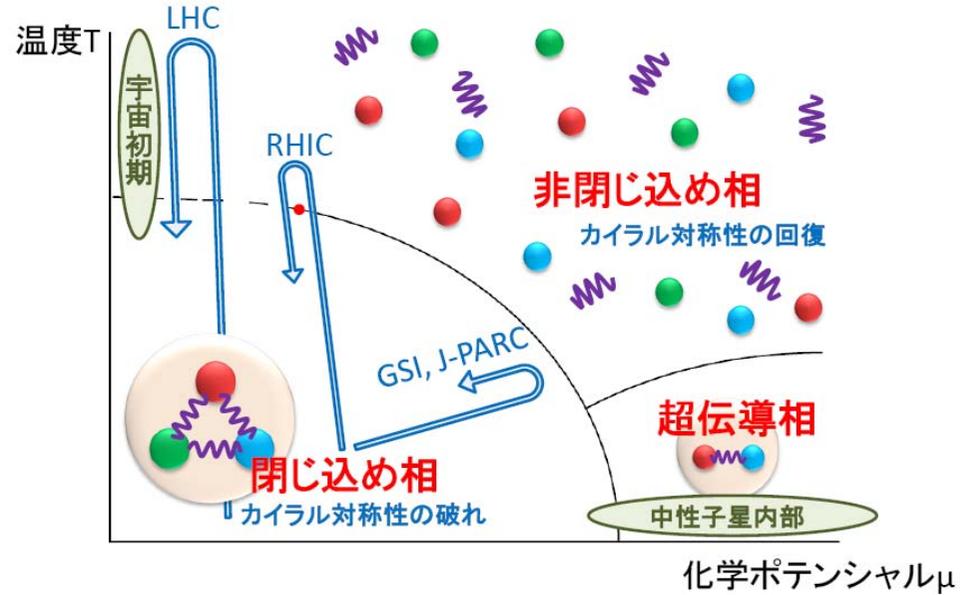
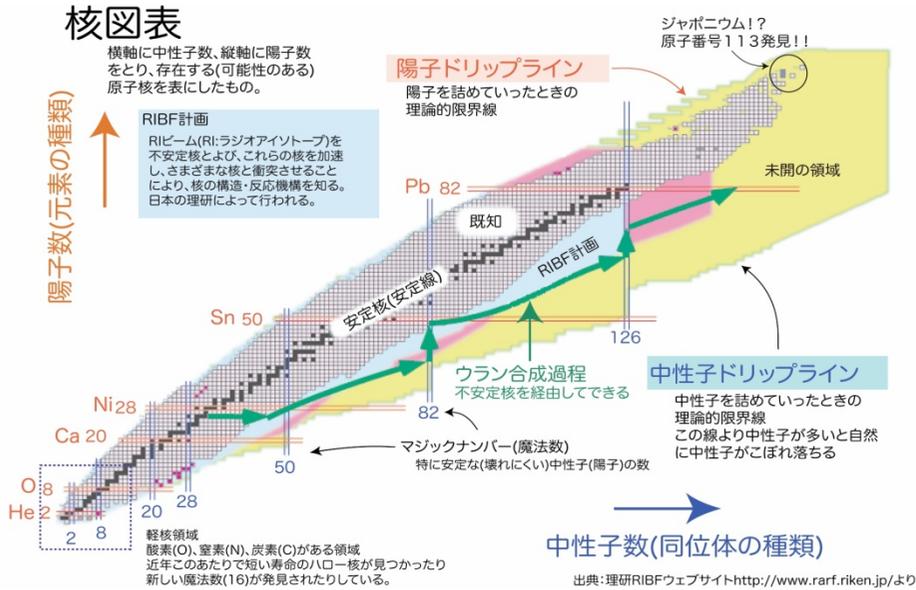
中性子数(同位体の種類)

出典: 理研RIBFウェブサイト <http://www.rarf.riken.jp/>より

QCD相構造の解明(J-PARCに向けて)



二つの課題の共通点



未知の領域の解明

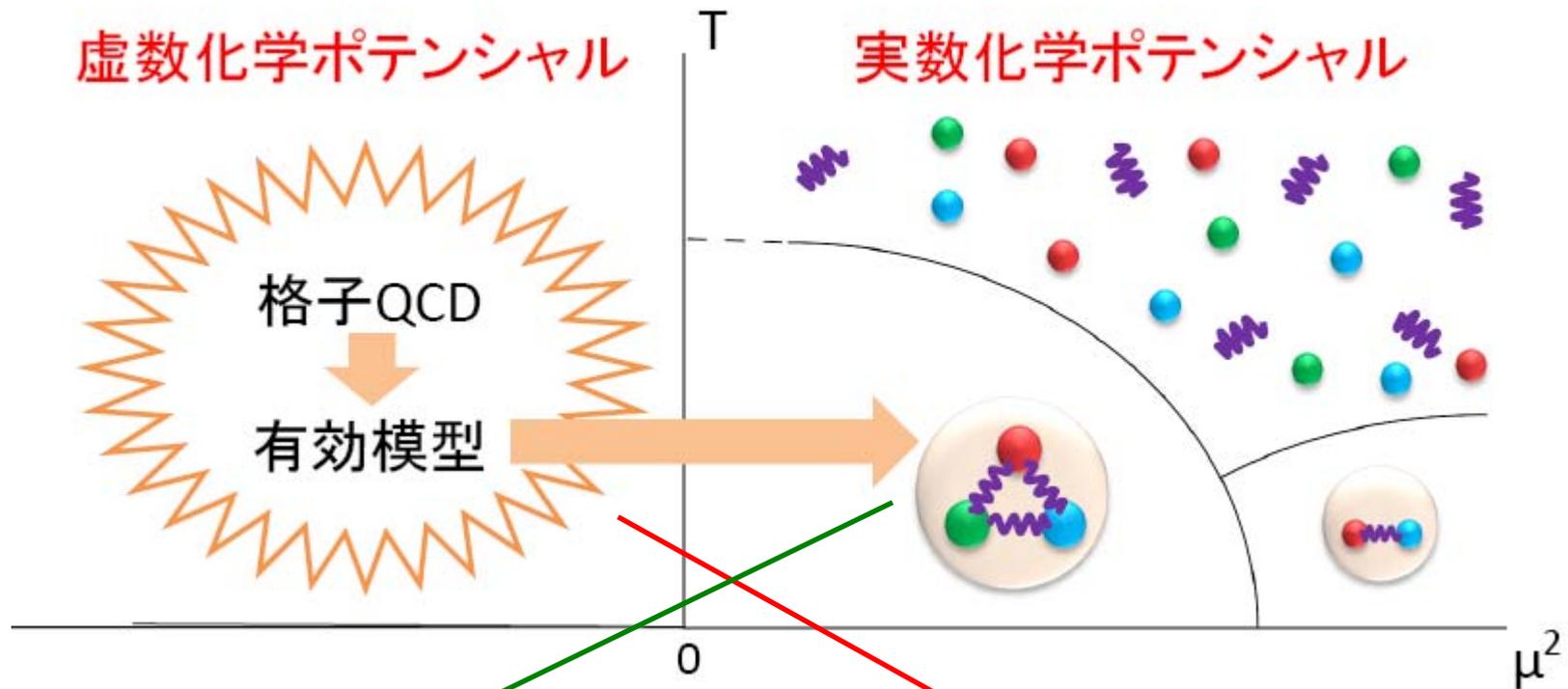
素過程は解明されている

多体系としての核物質、クォーク物質の性質は、全く、nontrivial

J-PARCへ向けて(ハドロソン物理)

境、柏、河野、松崎、八尋

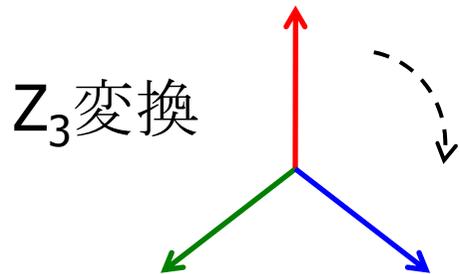
P. R. D 77, 051901 (2008);D78:036001(2008);D78:076007(2008)



$$\Xi(n) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} d\theta e^{-in\theta} Z(\theta), \quad \mu = iT\theta$$

有効模型(有効理論)をどのように作るか？

Roberger-Weiss 周期性 Nucl. Phys. B275, 734 (1986)



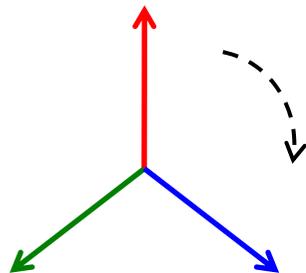
$$\mu = iT\theta$$

$$Z(\theta) = Z(\theta + 2\pi / 3)$$

色空間

拡張されて Z_3 対称性

Sakai, Kashiwa, Kouno, Yahiro, P. R. D 77, 051901



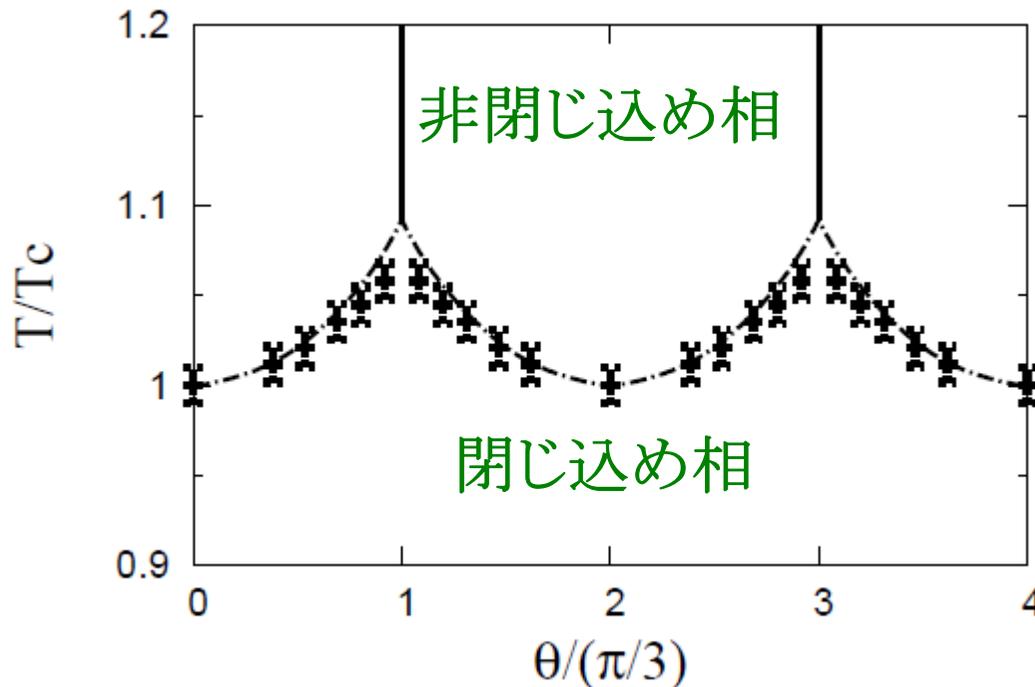
$$+ \theta \rightarrow \theta - 2\pi / 3 \Rightarrow Z(\theta) \text{ は不変}$$

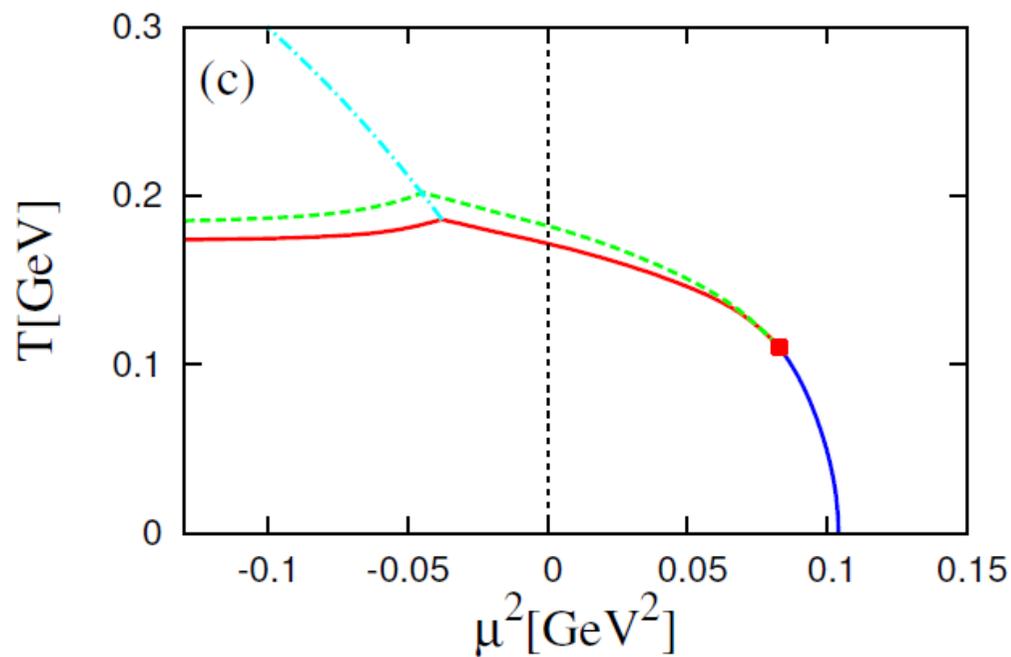
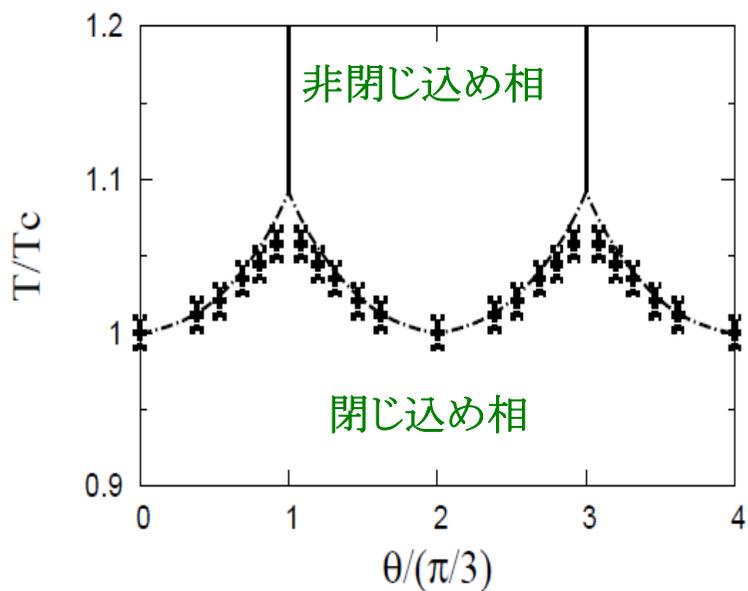
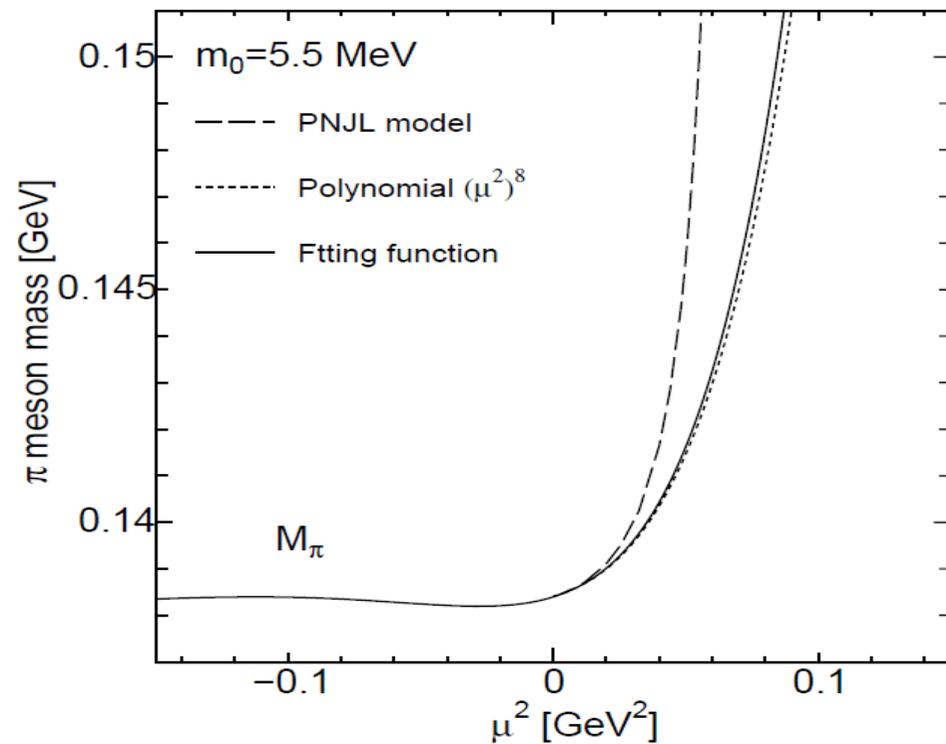
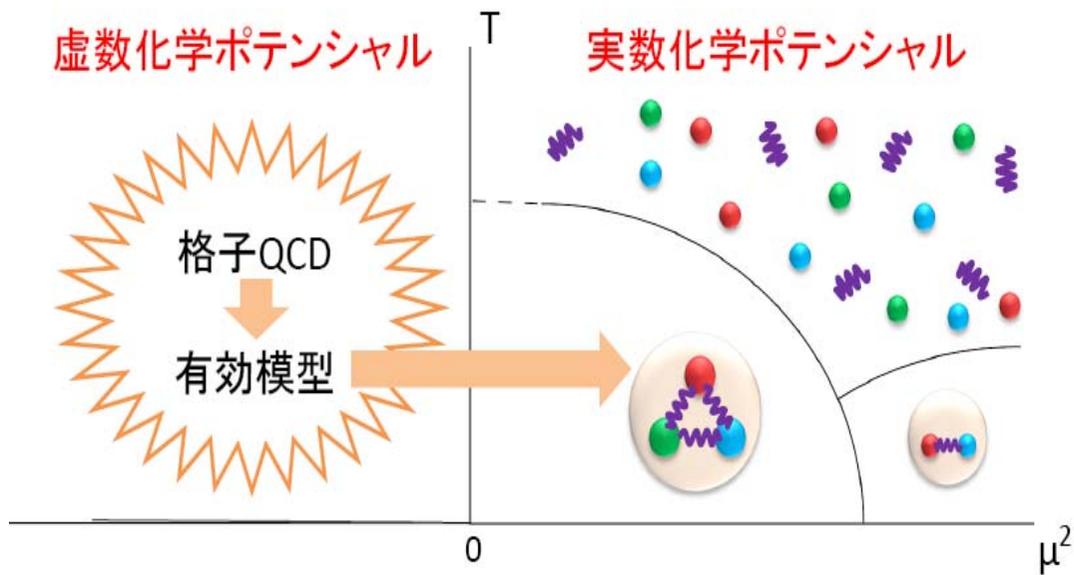
Polyakov-loop extended Nambu–Jona-Lasinio (PNJL) 模型

K. Fukushima, Phys. Lett. B 591, 277 (2004)

拡張されて Z_3 対称性 と カイラル対称性

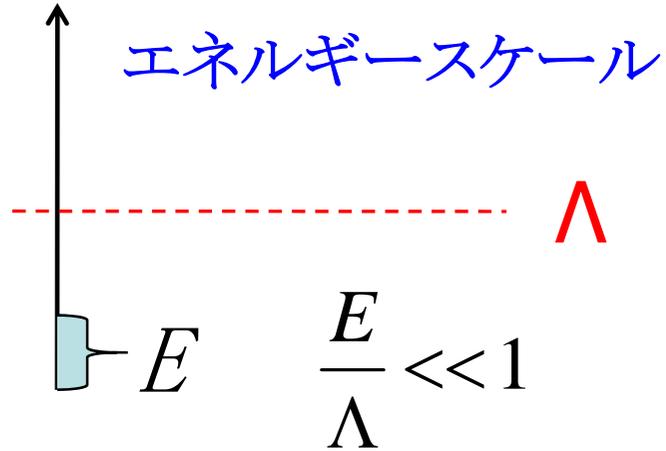
QCD相図 (2フレーバー)





有効模型(有効理論)の本質とは？

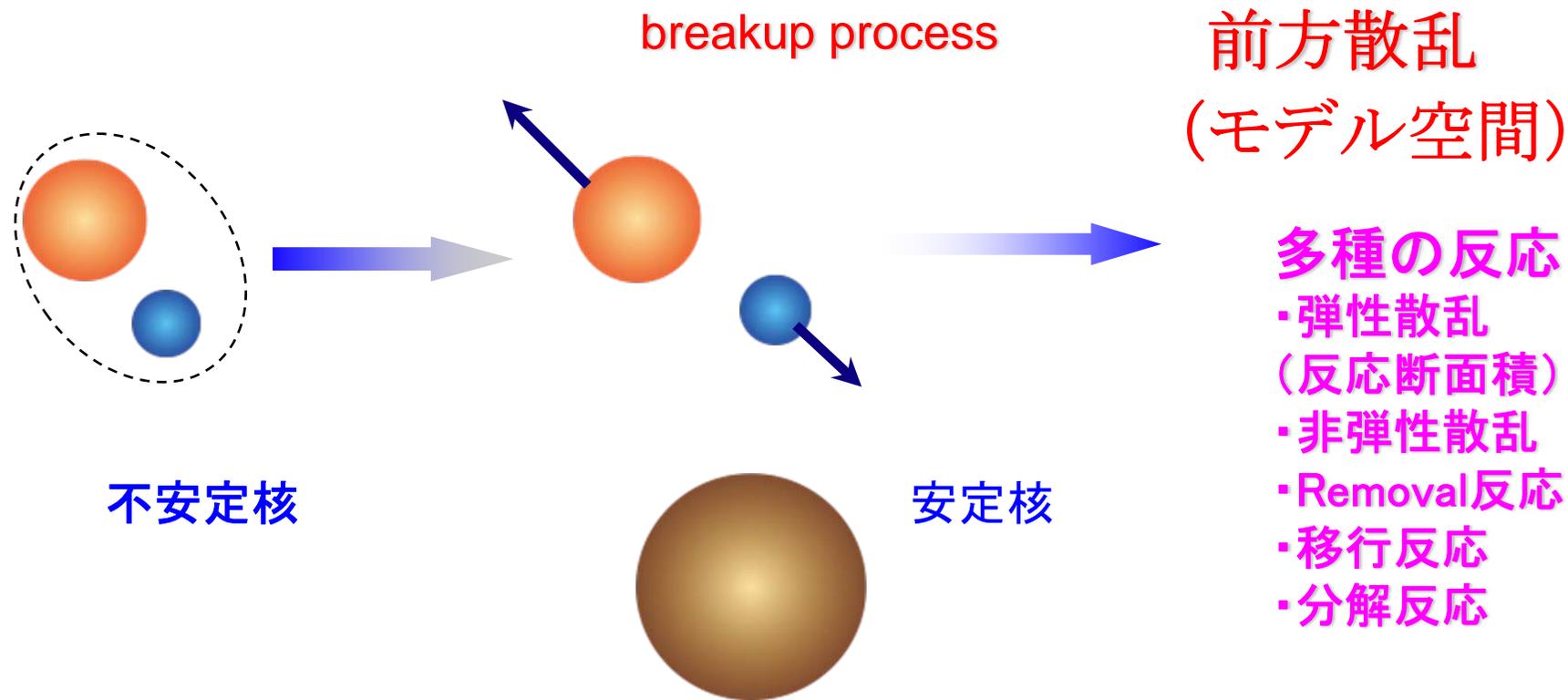
QCD → PNJL



モデル空間

$$L_{\text{PNJL}} = \left(\leftarrow \right)^{-1} + \text{quark-4点相互作用} + \text{閉じ込め項}$$

不安定核反応; RIBFに向けて



微視的反応理論 (信頼性のある理論) が必要

信頼性の高い理論

モデル空間を前方散乱にとることによって、
信頼性の高い反応理論を構築することが可能。

1. 前方散乱→Glauber理論 →新しいGlauber理論

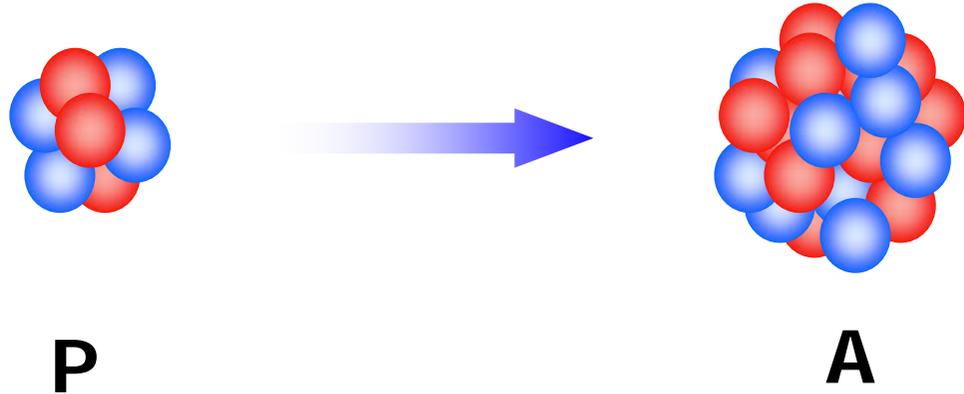
八尋、**蓑茂**、緒方、河合 (Prog. Theor. Phys., 120(2008),767)

2. 離散化チャネル結合法 ← (クーロン)分解過程

Coupled-Discretized-Continuum-Channel (CDCC)
法

江上、松本の最近の仕事

Glauber模型 (微視的模型)



$$(K + h_P + h_A + V - \omega) \hat{\Psi}_\alpha^{(+)} = 0 ,$$

$$V = \sum_{i \in P, j \in A} v$$

Eikonal 近似、Adiabatic 近似

断面積

$$\frac{d\sigma_{\beta\alpha}}{d\Omega_{\beta}} = |f_{\beta\alpha}|^2$$

散乱振幅

$$f_{\beta\alpha}(\mathbf{k}', \mathbf{k}) = \frac{ik}{2\pi} \int d\mathbf{b} \exp[-i\mathbf{q} \cdot \mathbf{b}] \langle \Phi_{\beta} | \Gamma(\mathbf{b}) | \Phi_{\alpha} \rangle$$

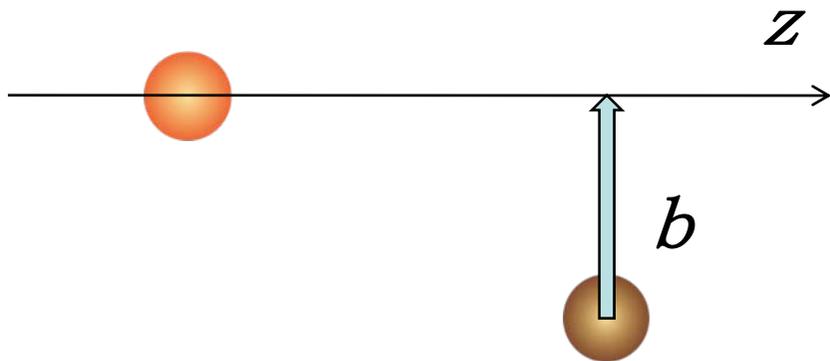
Profile関数

$$\Gamma(\mathbf{b}) = 1 - \prod_{i \in P, j \in A} (1 - \Gamma_{NN}(\mathbf{b}_{ij})) ,$$

N-NのProfile関数

$$\Gamma_{NN}(\mathbf{b}_{ij}) = 1 - \exp[i\chi_{ij}(\mathbf{b}_{ij})] ,$$

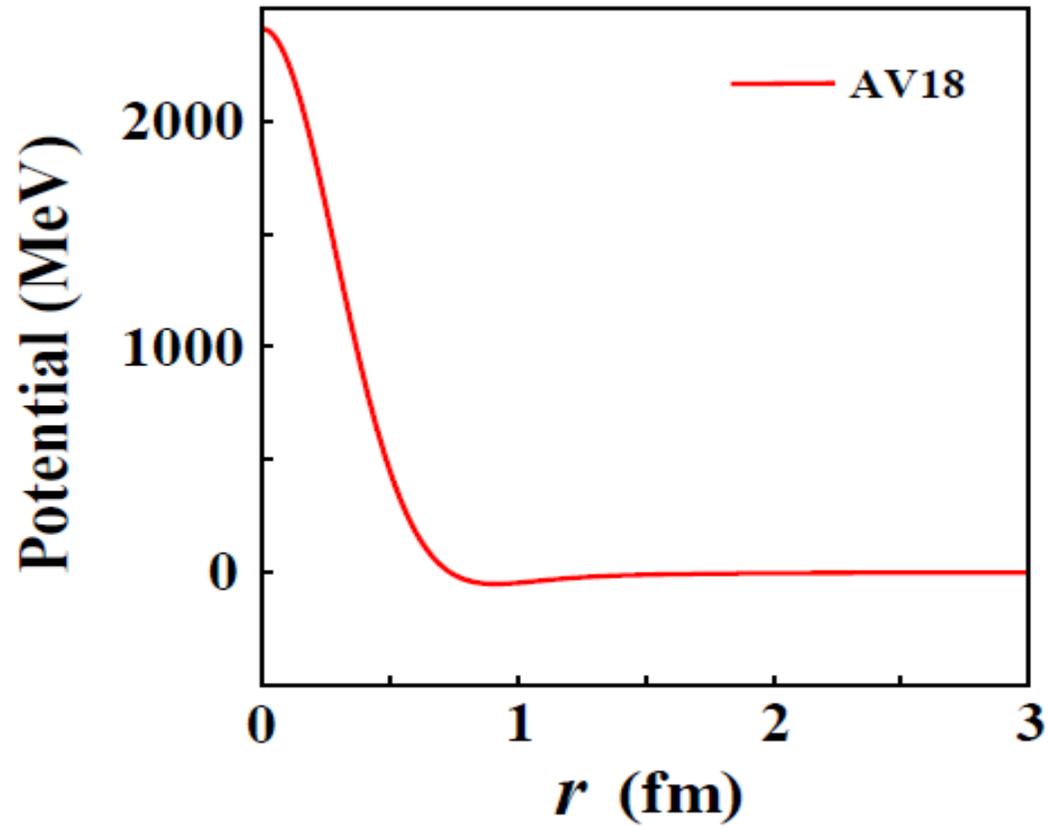
$$\chi_{ij}(\mathbf{b}_{ij}) = -\frac{1}{\hbar v} \int_{-\infty}^{\infty} dz_{ij} v(z_{ij}, \mathbf{b}_{ij}) .$$



NN散乱の実験の断面積

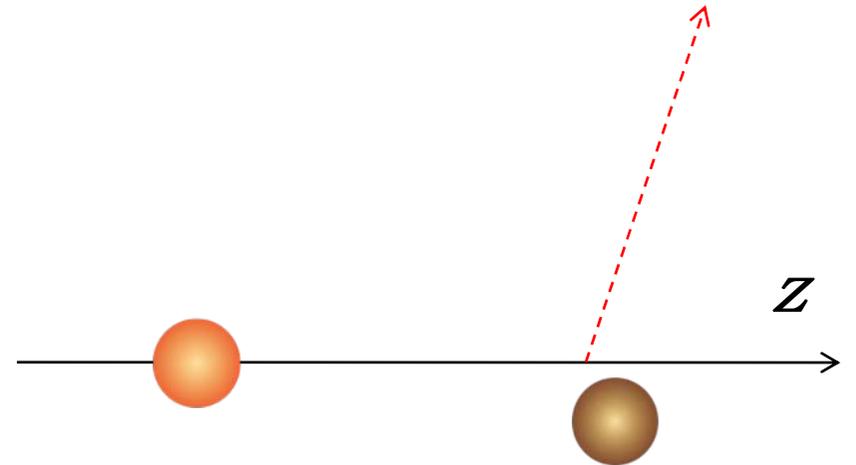
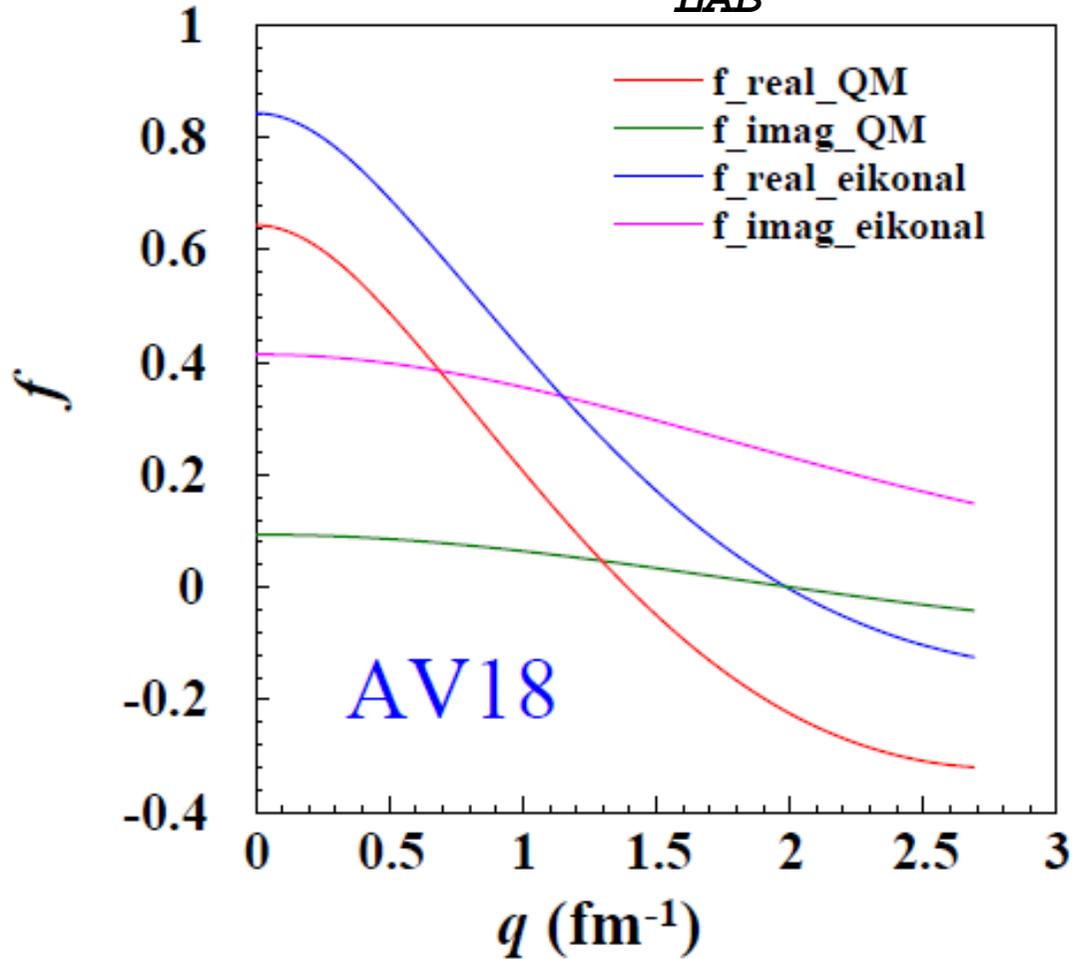
Argonne V18

triplet-even state , central part



N-N散乱の散乱振幅

$E_{LAB} = 150 \text{ MeV}$



断面積

$$\frac{d\sigma_{\beta\alpha}}{d\Omega_{\beta}} = |f_{\beta\alpha}|^2$$

散乱振幅

$$f_{\beta\alpha}(\mathbf{k}', \mathbf{k}) = \frac{ik}{2\pi} \int d\mathbf{b} \exp[-i\mathbf{q} \cdot \mathbf{b}] \langle \Phi_{\beta} | \Gamma(\mathbf{b}) | \Phi_{\alpha} \rangle$$

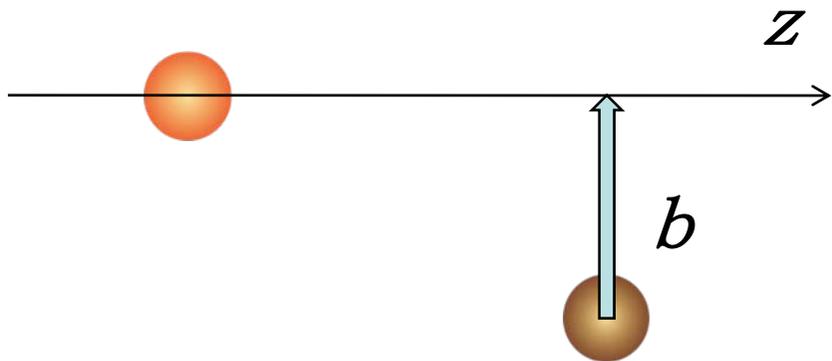
Profile関数

$$\Gamma(\mathbf{b}) = 1 - \prod_{i \in P, j \in A} (1 - \Gamma_{NN}(\mathbf{b}_{ij})) ,$$

N-NのProfile関数

$$\Gamma_{NN}(\mathbf{b}_{ij}) = 1 - \exp[i\chi_{ij}(\mathbf{b}_{ij})] ,$$

$$\chi_{ij}(\mathbf{b}_{ij}) = -\frac{1}{\hbar v} \int_{-\infty}^{\infty} dz_{ij} v(z_{ij}, \mathbf{b}_{ij}) .$$



NN散乱の実験の断面積

Multiple scattering theory

A. K. Kerman, H. McManus, and A. M. Thaler, Ann. Phys.(N.Y.) 8, 51 (1959).

$$(K + h_P + h_A + V - \omega)\hat{\Psi}_\alpha^{(+)} = 0, \quad V = \sum_{i \in P, j \in A} v$$

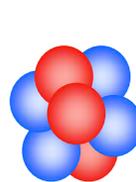


$$(K + h_P + h_A + U - \omega)\Psi_\alpha^{(+)} = 0,$$

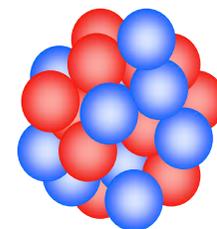
$$U = \frac{Y-1}{Y} \sum_{ij} \tau_{ij}$$

$$\tau = v(\mathbf{r}_{ij})(1 + G_0\tau)$$

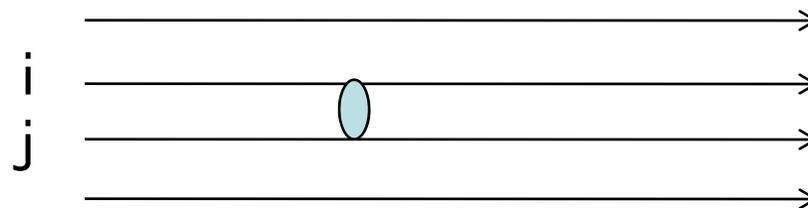
$$G_0 = \frac{\mathcal{P}}{E - K - h_P - h_A + i\epsilon},$$



P



A



多重散乱理論もとにしたGlauber理論

$$T_{\beta\alpha} = -\frac{i\hbar^2 k}{(2\pi)^3 \mu_\alpha} \frac{Y}{Y-1} \int d\mathbf{b} \exp[-i\mathbf{q} \cdot \mathbf{b}] \langle \Phi_\beta | \Gamma_U(\mathbf{b}) | \Phi_\alpha \rangle ,$$

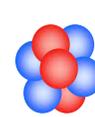
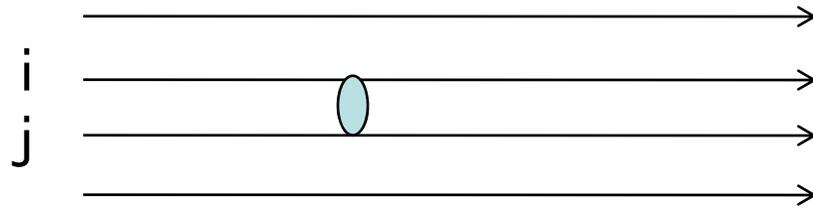
$$\Gamma_U(\mathbf{b}) = 1 - \left\{ \prod_{i=1}^P \prod_{j=1}^A (1 - \Gamma_{NN}^{(\text{eff})}(\mathbf{b}_{ij})) \right\}^{(Y-1)/Y} ,$$

$$\Gamma_{NN}^{(\text{eff})}(\mathbf{b}_{ij}) = 1 - \exp[i\chi_{NN}^{(\text{eff})}(\mathbf{b}_{ij})] .$$

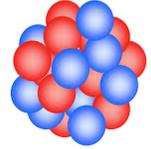
$$\chi_{NN}^{(\text{eff})}(\mathbf{b}_{ij}) = -\frac{1}{\hbar v} \int_{-\infty}^{\infty} dz_{ij} \tau(z_{ij}, \mathbf{b}_{ij})$$

有効相互作用の決定

$$\mathcal{T} \quad \tau = v(\mathbf{r}_{ij})(1 + G_0\tau) \quad G_0 = \frac{\mathcal{P}}{E - K - h_P - h_A + i\epsilon},$$



P



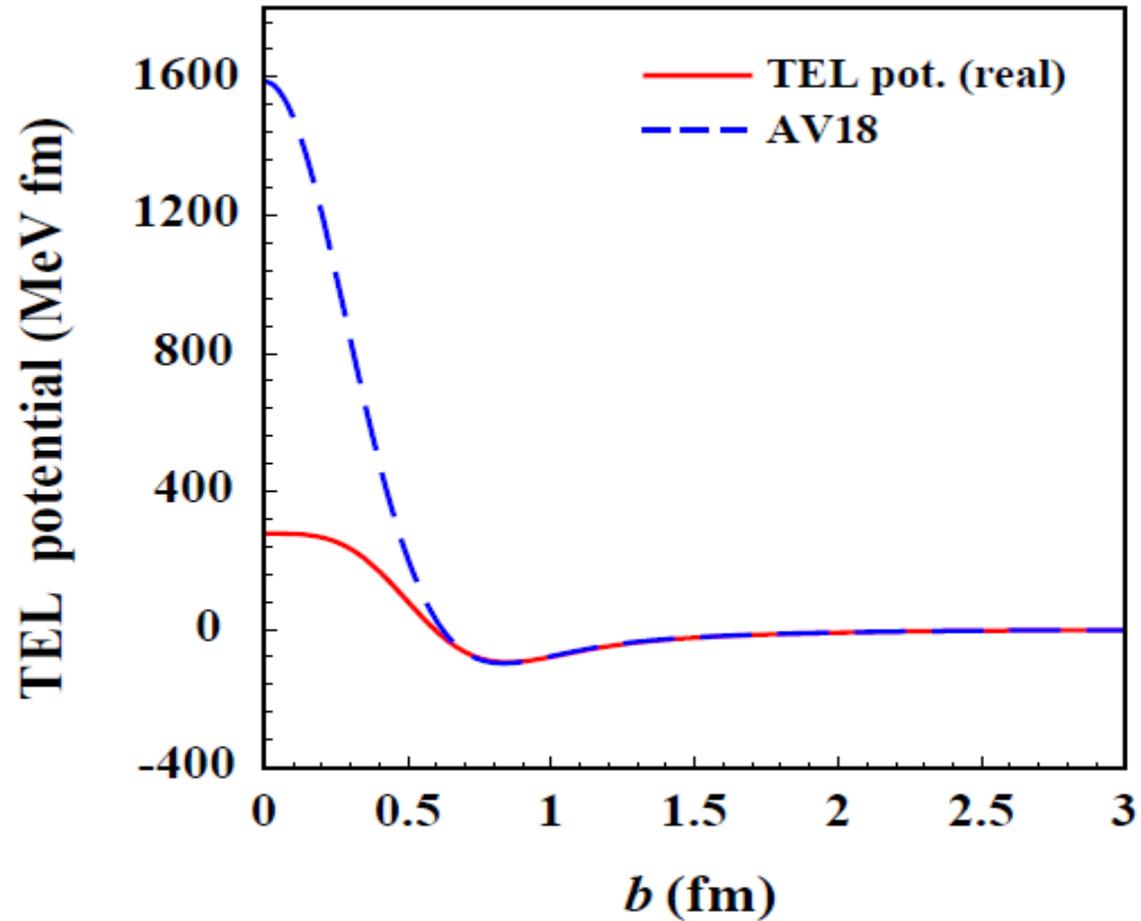
A

$$v_{ij}\chi_{ij} = \tau_{ij}\phi_{ij}$$

$$(K + h_P + h_A + U - \omega)\Psi_{\alpha}^{(+)} = 0,$$

$$U = \frac{Y-1}{Y} \sum_{ij} \tau_{ij}$$

Comparison of TEL pot. and AV18



多重散乱理論もとにしたGlauber理論

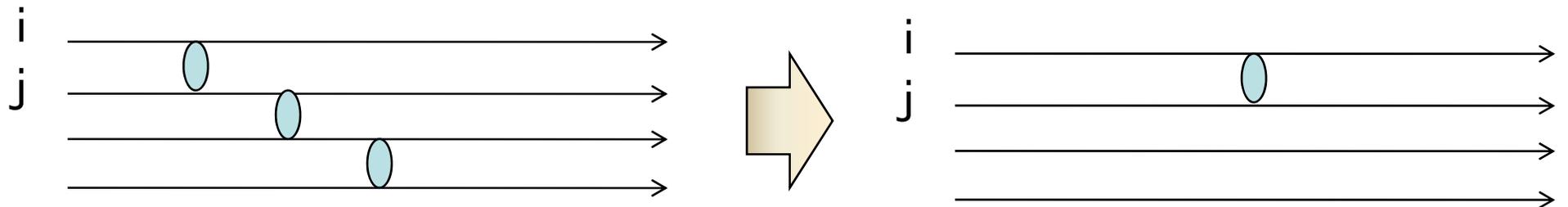
$$T_{\beta\alpha} = -\frac{i\hbar^2 k}{(2\pi)^3 \mu_\alpha} \frac{Y}{Y-1} \int d\mathbf{b} \exp[-i\mathbf{q} \cdot \mathbf{b}] \langle \Phi_\beta | \Gamma_U(\mathbf{b}) | \Phi_\alpha \rangle ,$$

$$\Gamma_U(\mathbf{b}) = 1 - \left\{ \prod_{i=1}^P \prod_{j=1}^A (1 - \Gamma_{NN}^{(\text{eff})}(\mathbf{b}_{ij})) \right\}^{(Y-1)/Y} ,$$

$$\Gamma_{NN}^{(\text{eff})}(\mathbf{b}_{ij}) = 1 - \exp[i\chi_{NN}^{(\text{eff})}(\mathbf{b}_{ij})] .$$

$$\chi_{NN}^{(\text{eff})}(\mathbf{b}_{ij}) = -\frac{1}{\hbar v} \int_{-\infty}^{\infty} dz_{ij} \tau(z_{ij}, \mathbf{b}_{ij})$$

Eikonal 近似のテスト

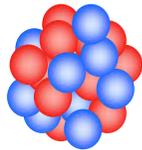


$\alpha + {}^{208}\text{Pb}$

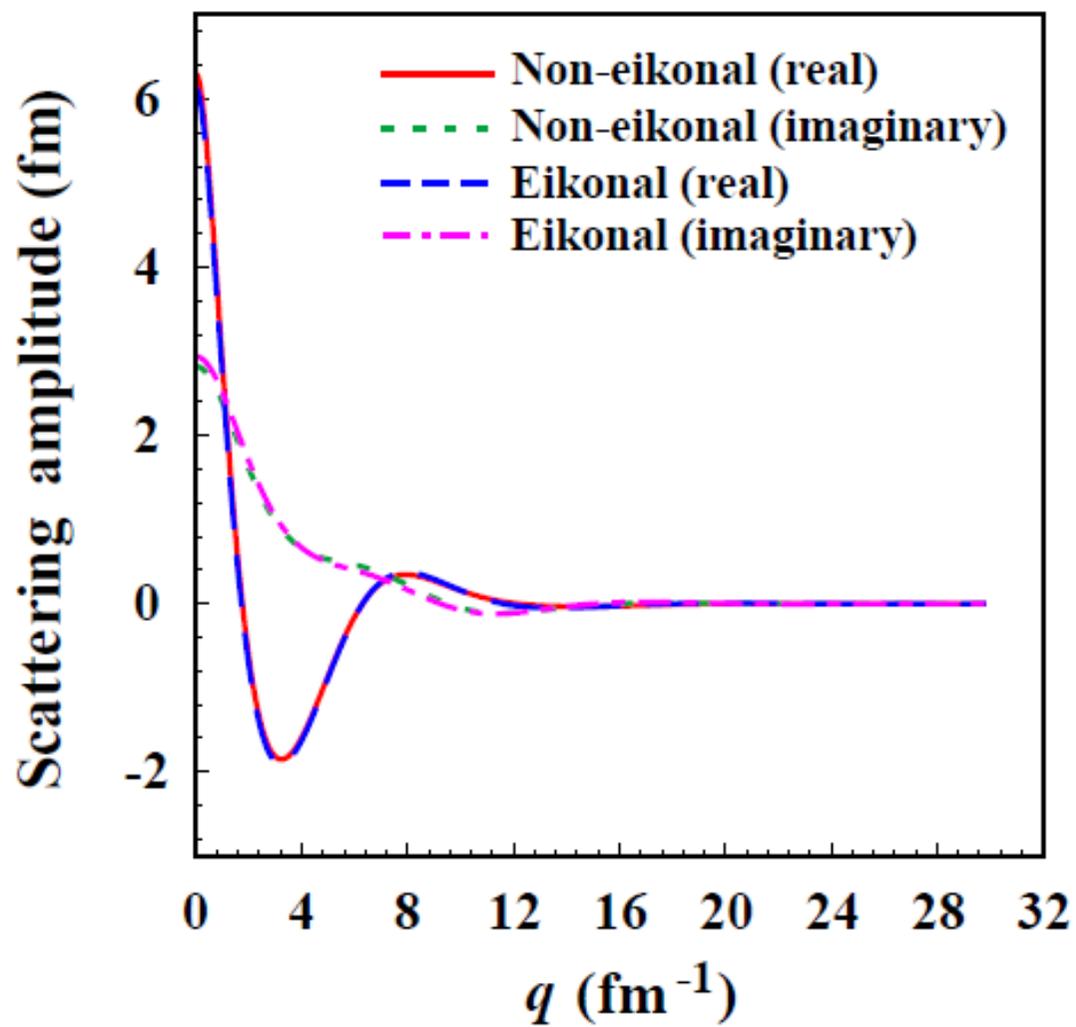
$E_{PA} = 300 \text{ MeV/nucleon}$



P

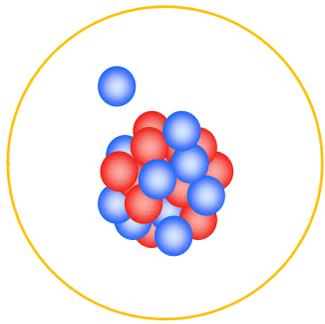


A



断熱近似のテスト

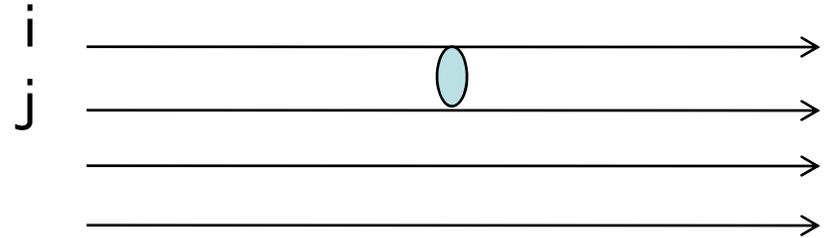
$${}^{40}\text{Ca} + p \quad (S_n = 15.64 \text{ MeV}) \quad E_{PA} = 300 \text{ MeV/nucleon}$$



${}^{40}\text{Ca}$



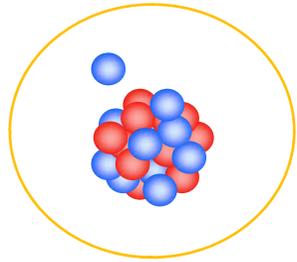
P



Non-adiabatic : $(K + h_P + \tau^{\text{loc}}(\mathbf{r}_{ij}) - E) \psi = 0$

Adiabatic : $(K + \tau^{\text{loc}}(\mathbf{r}_{ij}) - E_{PA}) \psi = 0$

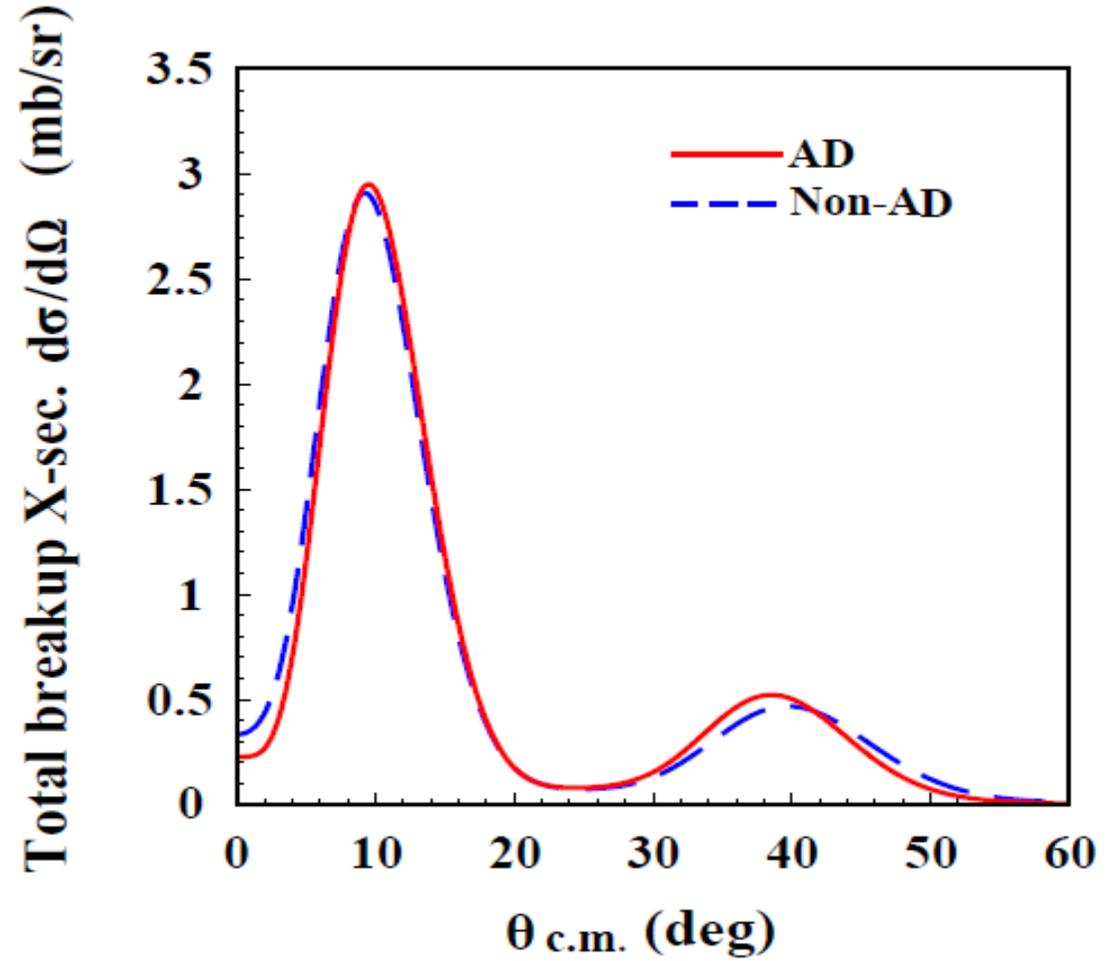
$${}^{40}\text{Ca} + p \quad E_{PA} = 300 \text{ MeV/nucleon}$$
$$S_n = 15.64 \text{ MeV}$$



${}^{40}\text{Ca}$



P



多重散乱理論もとにしたGlauber理論

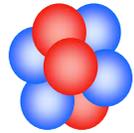
$$T_{\beta\alpha} = -\frac{i\hbar^2 k}{(2\pi)^3 \mu_\alpha} \frac{Y}{Y-1} \int d\mathbf{b} \exp[-i\mathbf{q} \cdot \mathbf{b}] \langle \Phi_\beta | \Gamma_U(\mathbf{b}) | \Phi_\alpha \rangle ,$$

$$\Gamma_U(\mathbf{b}) = 1 - \left\{ \prod_{i=1}^P \prod_{j=1}^A (1 - \Gamma_{NN}^{(\text{eff})}(\mathbf{b}_{ij})) \right\}^{(Y-1)/Y} ,$$

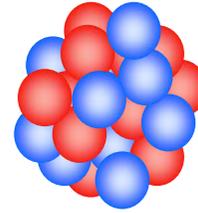
$$\Gamma_{NN}^{(\text{eff})}(\mathbf{b}_{ij}) = 1 - \exp[i\chi_{NN}^{(\text{eff})}(\mathbf{b}_{ij})] .$$

$$\chi_{NN}^{(\text{eff})}(\mathbf{b}_{ij}) = -\frac{1}{\hbar v} \int_{-\infty}^{\infty} dz_{ij} \tau(z_{ij}, \mathbf{b}_{ij})$$

Optical Limit



P



A

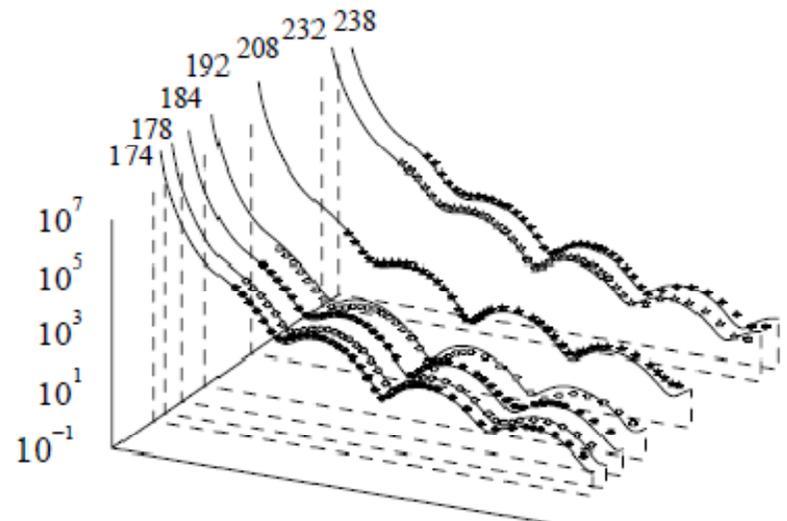
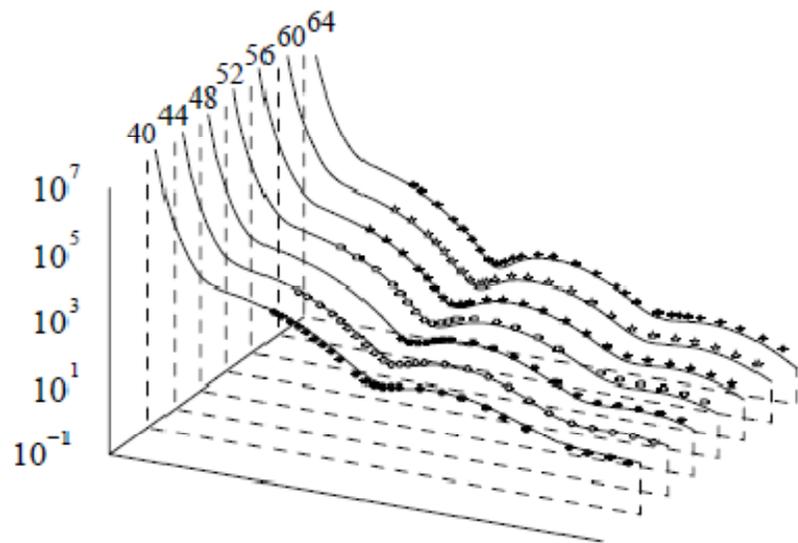
$$U_{\text{opt}}^{(0)}(\mathbf{r}) = \frac{Y-1}{Y} \langle \Phi_\alpha | \sum_{i \in P, j \in A} \tau(z_{ij}, \mathbf{b}_{ij}) | \Phi_\alpha \rangle .$$

G-matrix: K. Amos et al., (Melbourne group)
Adv. Nucl. Phys. Vol.25 (2000) 275

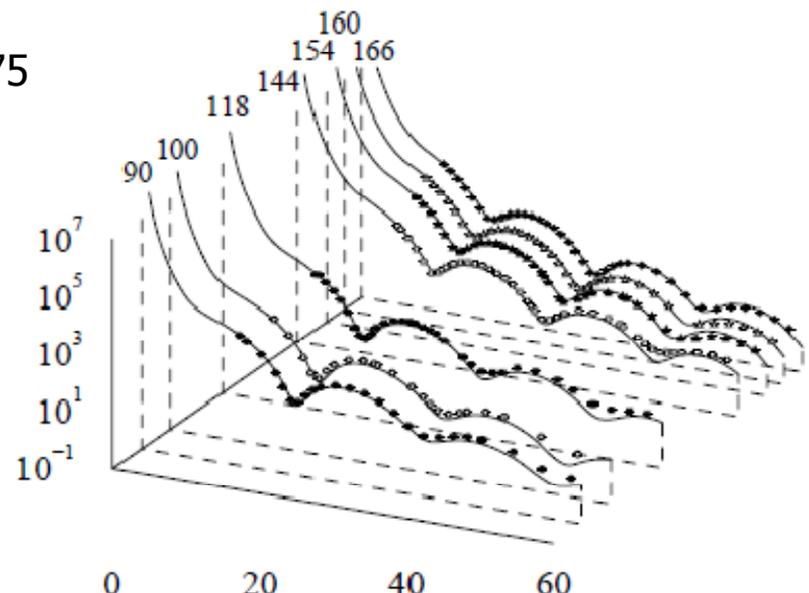
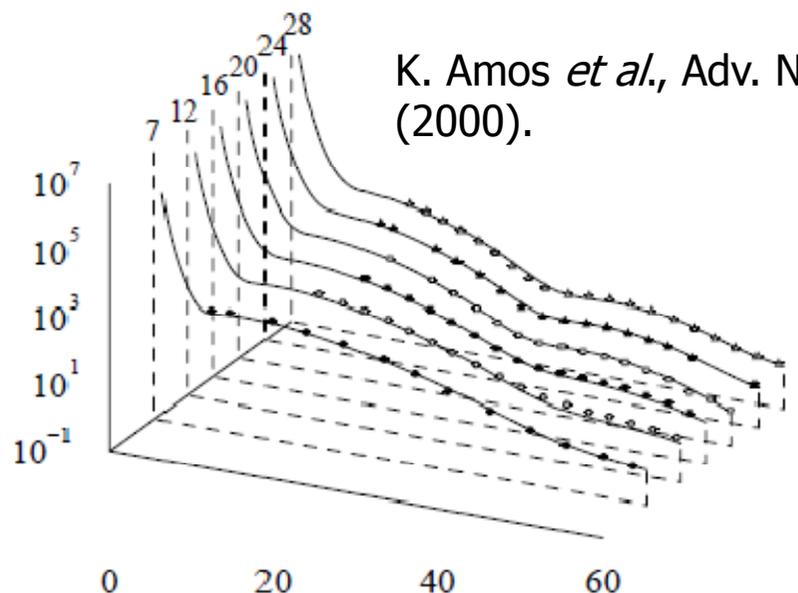
Hatree-Fock cal.

Results of the Melbourne model 1

65 MeV p-elastic cross sections as a function of the c.m. scattering angle



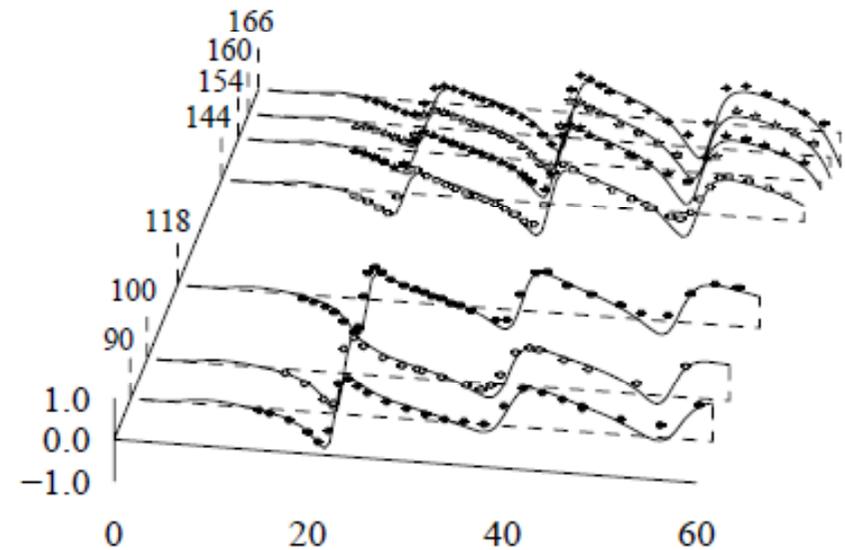
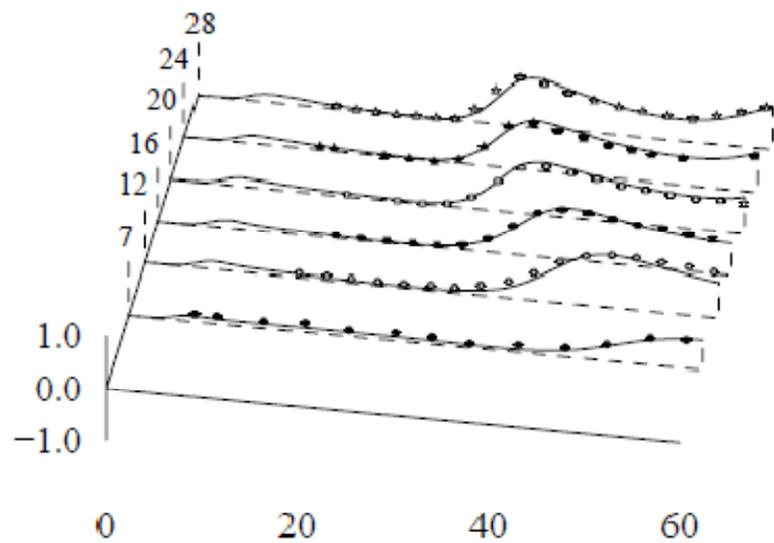
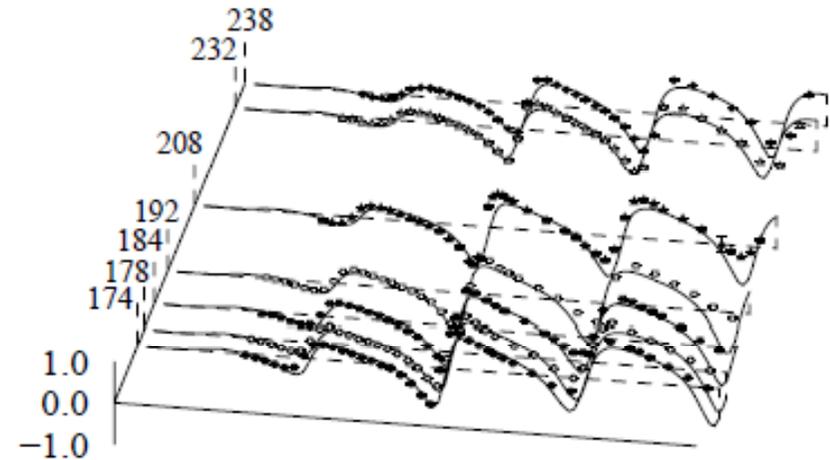
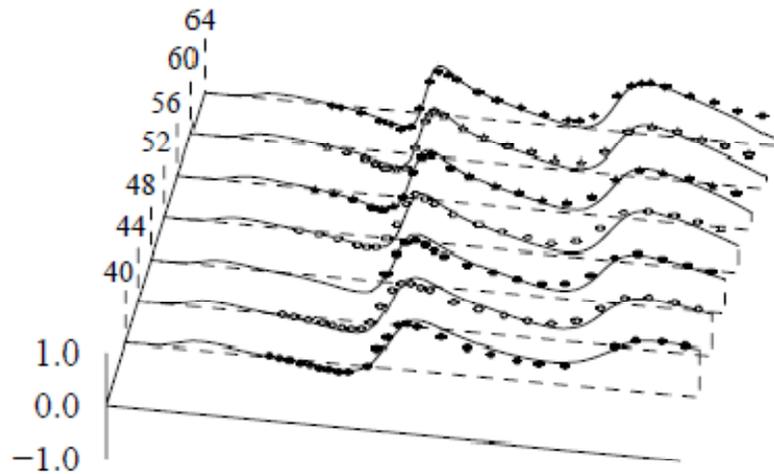
K. Amos *et al.*, Adv. Nucl. Phys. 25, 275 (2000).



Results of the Melbourne model 2

Corresponding analyzing power

K. Amos *et al.*, Adv. Nucl. Phys. 25, 275 (2000).

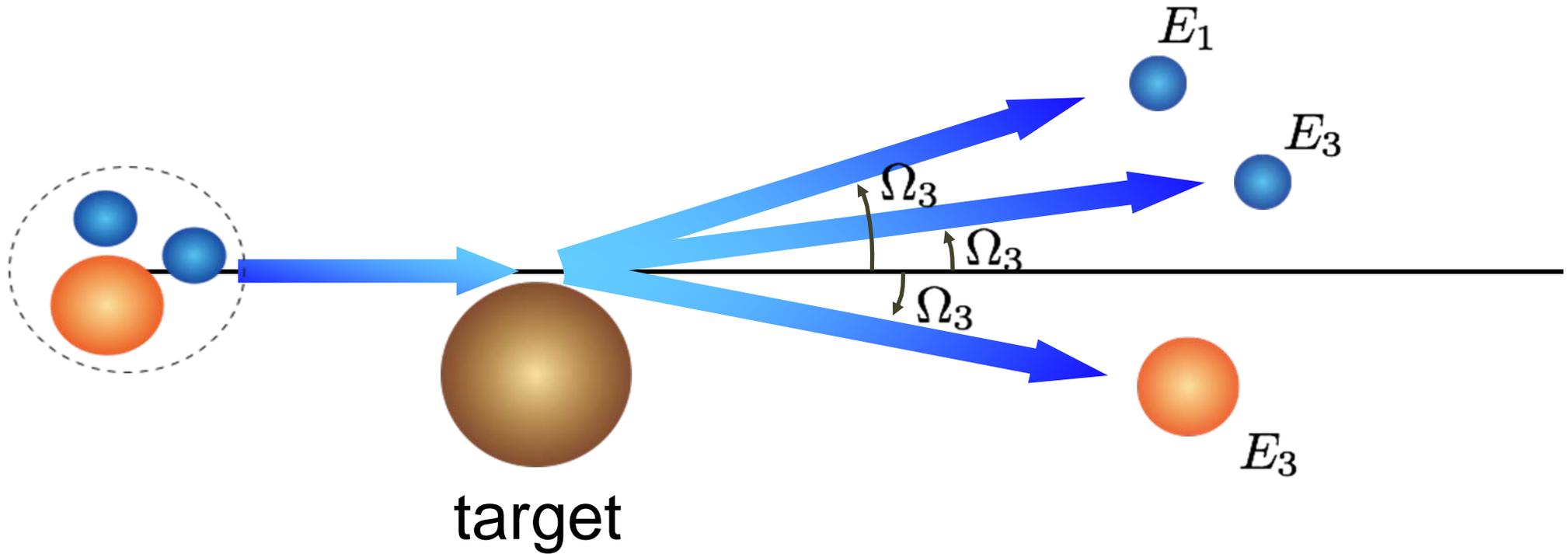


最近のCDCC理論の進展

1. Eikonal CDCC ← Coulomb分解反応
緒方(九大)

2. 4-body CDCC
江上(九大)、松本(理研)

4-body breakup reaction



■ 4体分解反応の解析を行う

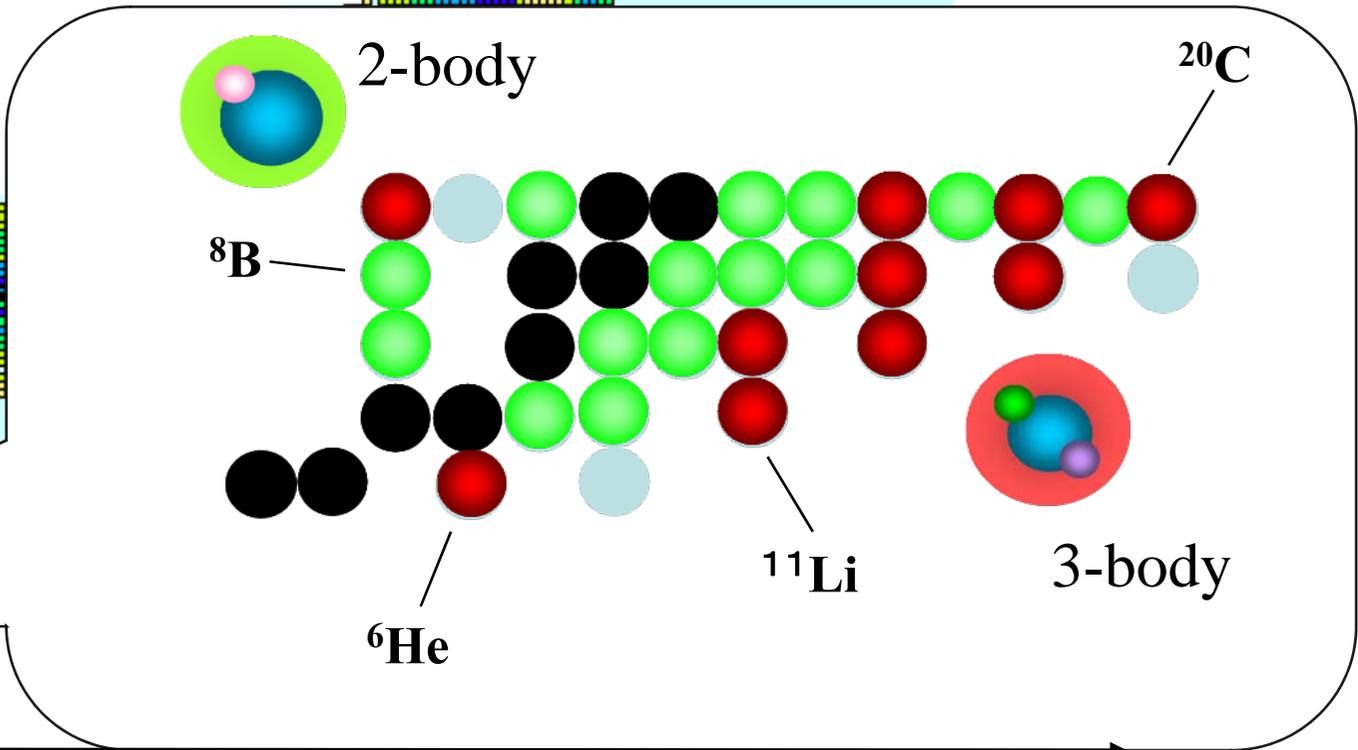
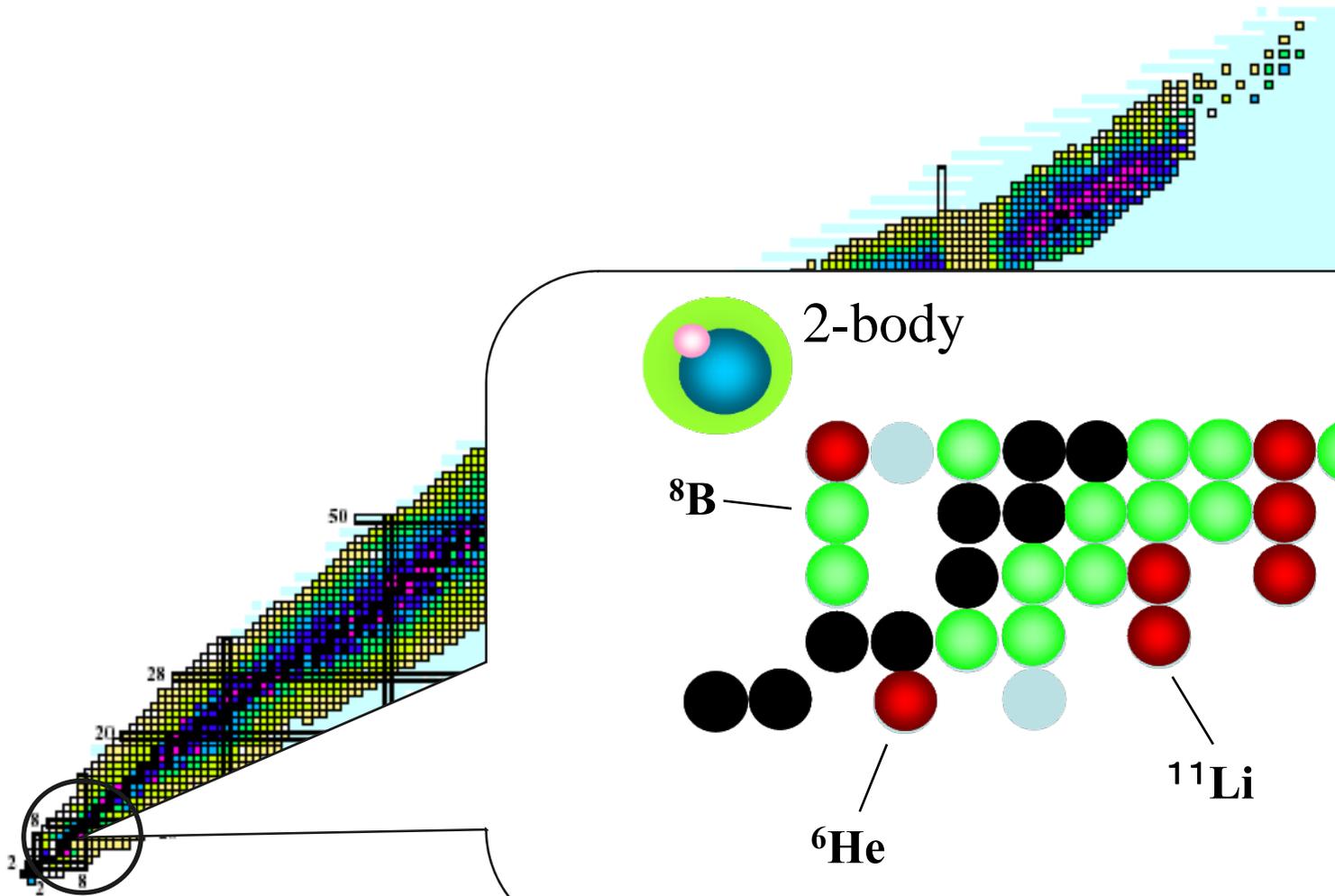
- CDCC計算によって求まる離散的なS行列の連続化
- 5重微分断面積

$$\frac{d^5\sigma}{dE_1 dE_2 d\Omega_1 d\Omega_2 d\Omega_3}$$

Nuclear Chart

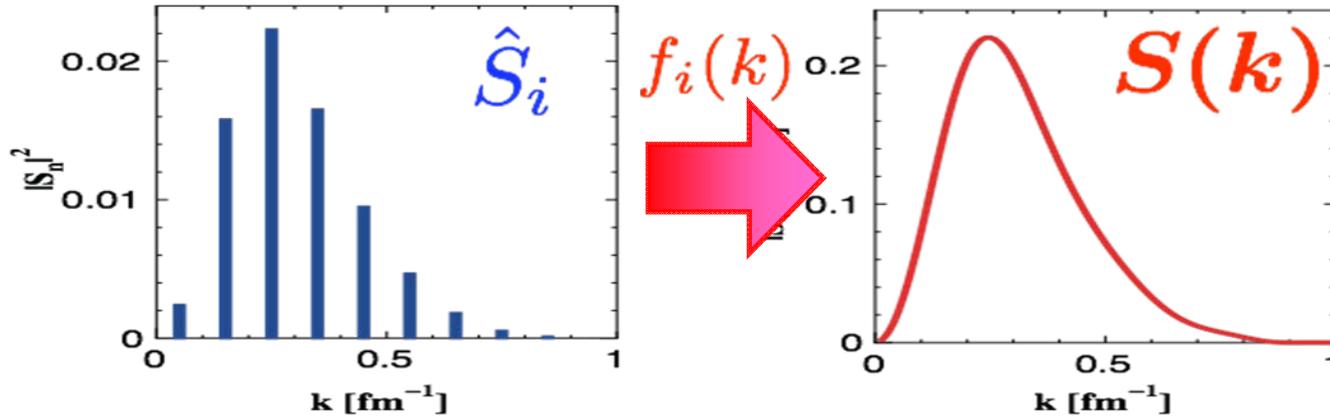
proton

neutron



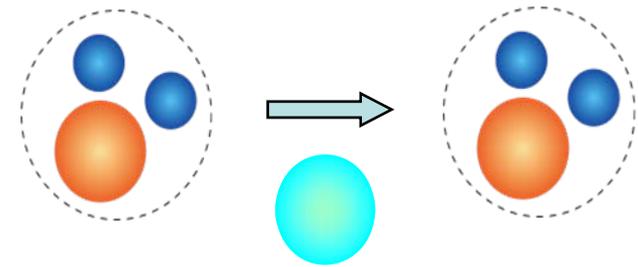
Smoothing S-matrix

T. Matsumoto et al., Phys. Rev. C**68**, 064607 (2003).



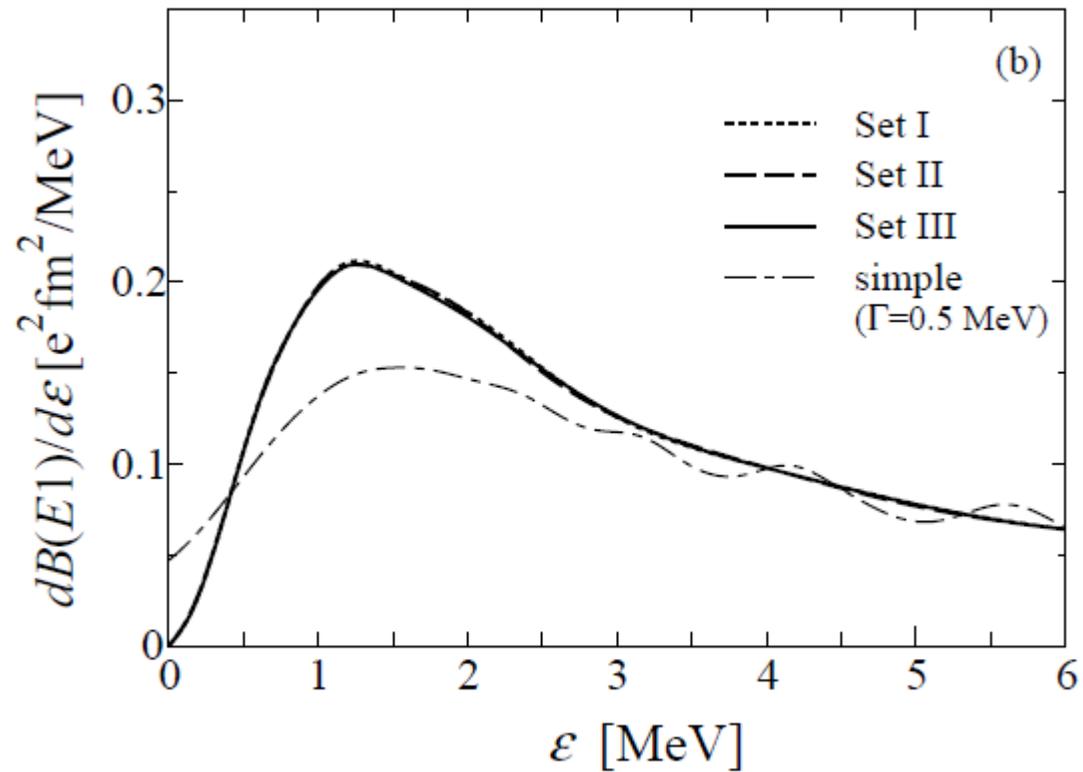
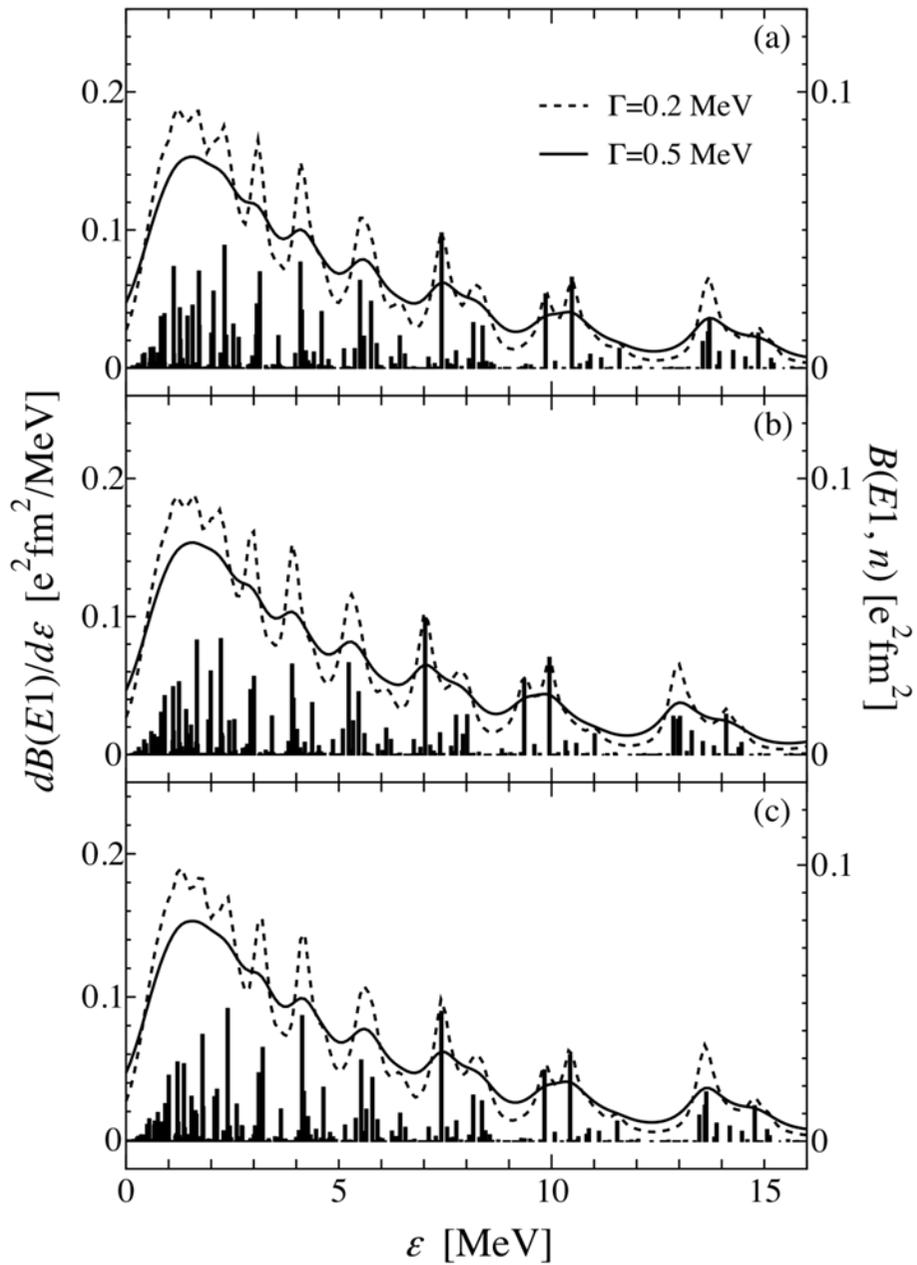
 exact S-matrix

$$\begin{aligned}
 S(k) &\sim \langle \Phi F | \hat{V} | \Psi^{\text{CDCC}} \rangle \\
 &= \langle \Phi | \sum_i |\phi_i\rangle \langle \phi_i | F | \hat{V} | \Psi^{\text{CDCC}} \rangle \\
 &= \sum_i \langle \Phi | \phi_i \rangle \langle \phi_i | F | \hat{V} | \Psi^{\text{CDCC}} \rangle \\
 &= \sum_i f_i(k) \hat{S}_i
 \end{aligned}$$



smoothing factor

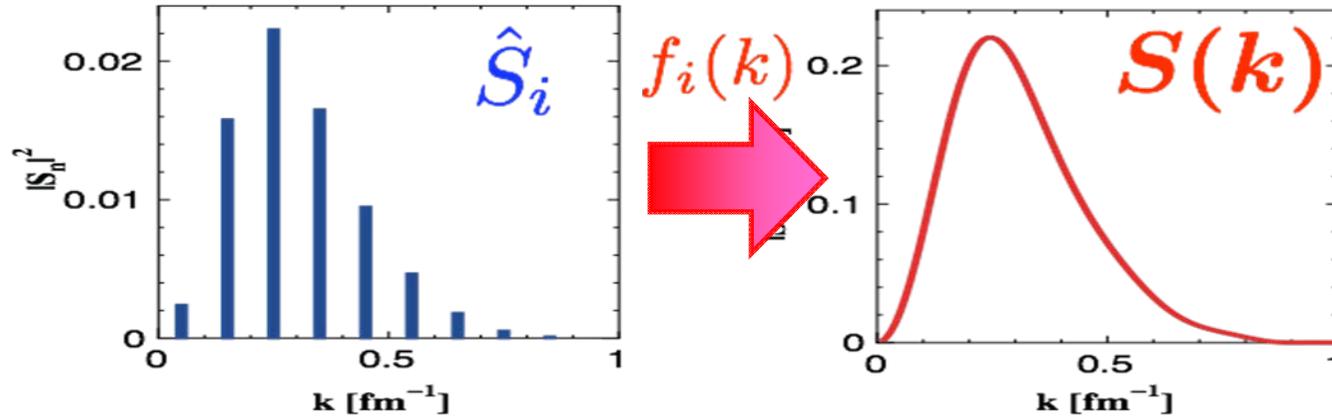
$$f_i(k) = \int \Phi^*(k, r) \phi_i(r) dr$$



c.f. Hagino and Sagawa, Phys. Rev. C **72**, 044321 (2005).

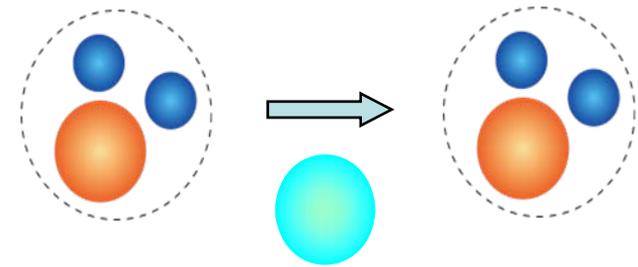
Smoothing S-matrix

T. Matsumoto et al., Phys. Rev. C**68**, 064607 (2003).



 exact S-matrix

$$\begin{aligned}
 S(k) &\sim \langle \Phi F | \hat{V} | \Psi^{\text{CDCC}} \rangle \\
 &= \langle \Phi | \sum_i |\phi_i\rangle \langle \phi_i | F | \hat{V} | \Psi^{\text{CDCC}} \rangle \\
 &= \sum_i \langle \Phi | \phi_i \rangle \langle \phi_i | F | \hat{V} | \Psi^{\text{CDCC}} \rangle \\
 &= \sum_i f_i(k) \hat{S}_i
 \end{aligned}$$



smoothing factor

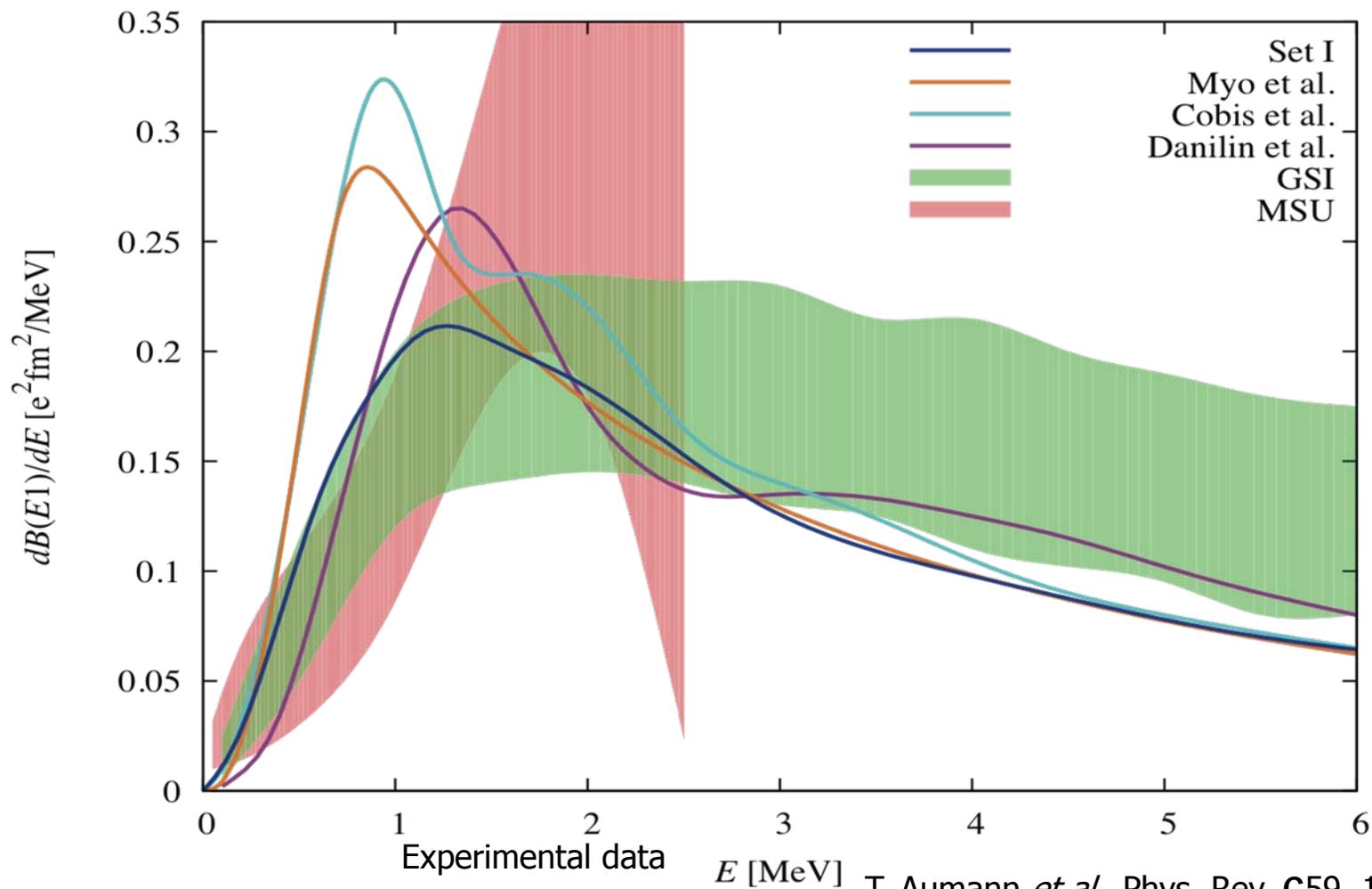
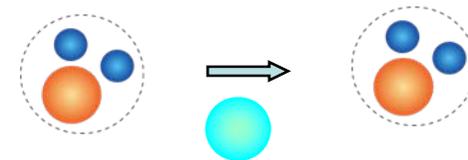
$$f_i(k) = \int \Phi^*(k, r) \phi_i(r) dr$$

Theoretical results

Complex scaling method:
 Coordinate space Faddeev:
 Hyper-spherical harmonics:

T. Myo *et al.*, *private communication*.
 A. Cobis *et al.*, Phys. Rev. Lett. **79**, 2411(1997).
 B.V. Danilin *et al.*, Nucl. Phys. **A632**, 383 (1998).

One step

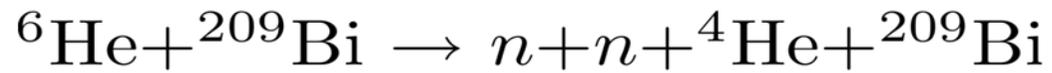


Experimental data

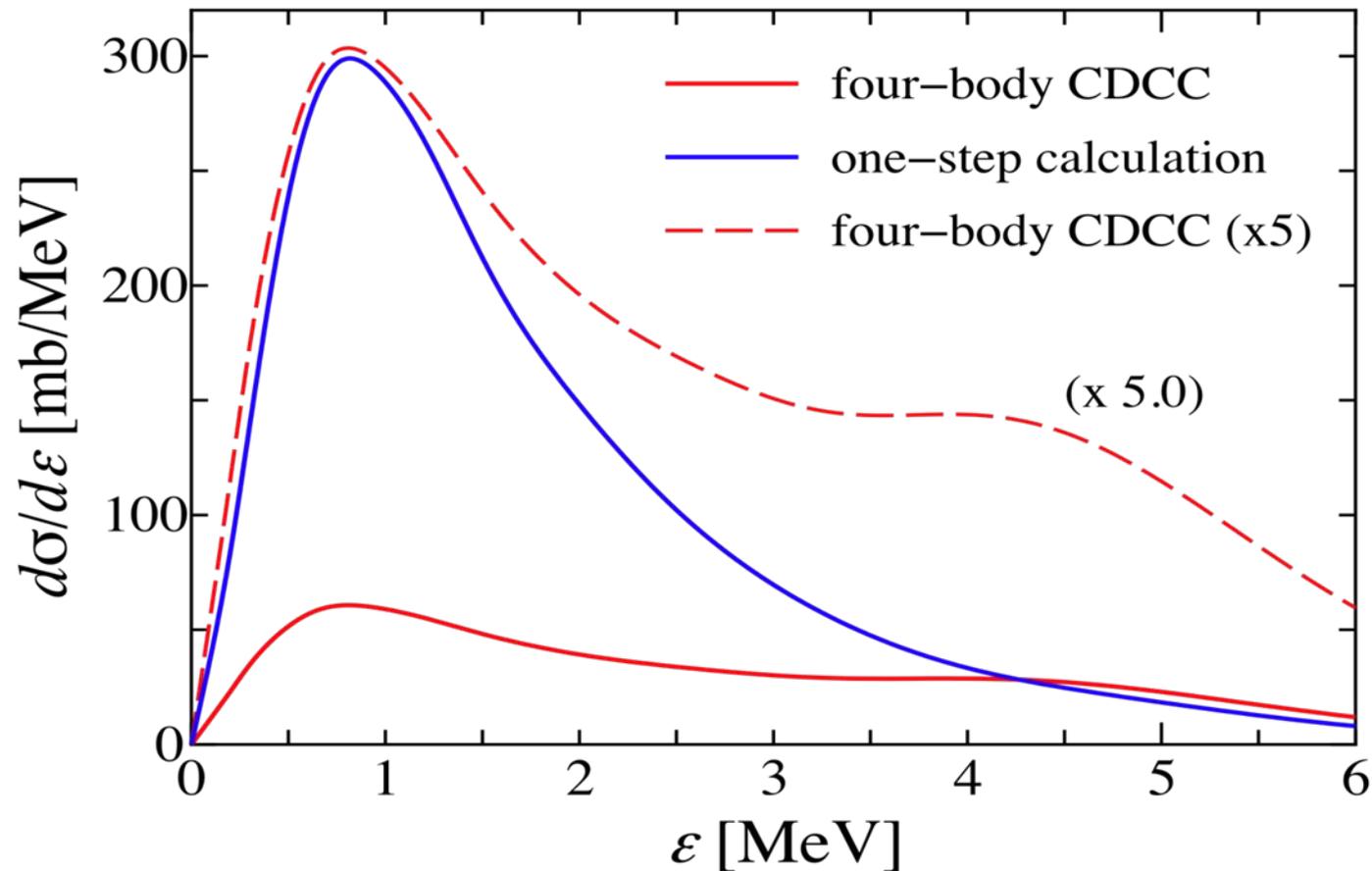
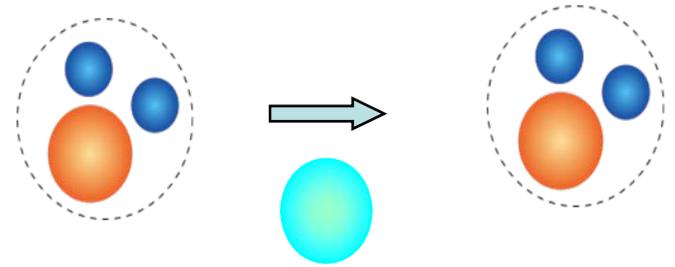
E [MeV]

T. Aumann *et al.*, Phys. Rev. **C59**, 1252 (1999). 240 A MeV
 J. Wang *et al.*, Phys. Rev. **C65**, 034306 (2002). 24 A MeV

Breakup cross section



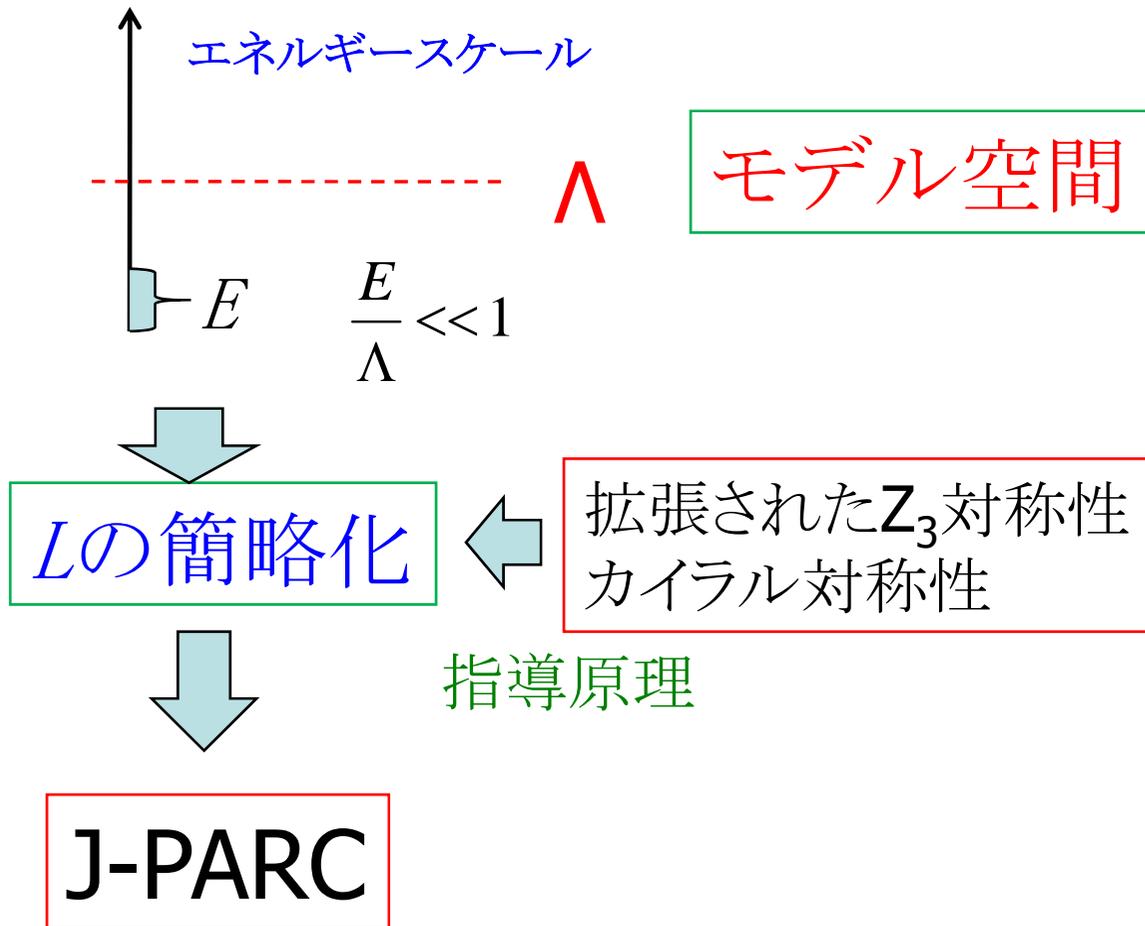
$$E_{\text{in}} = 22.5 \text{ MeV}$$



まとめ

QCD相図の解明

ハドロン物理における有効模型

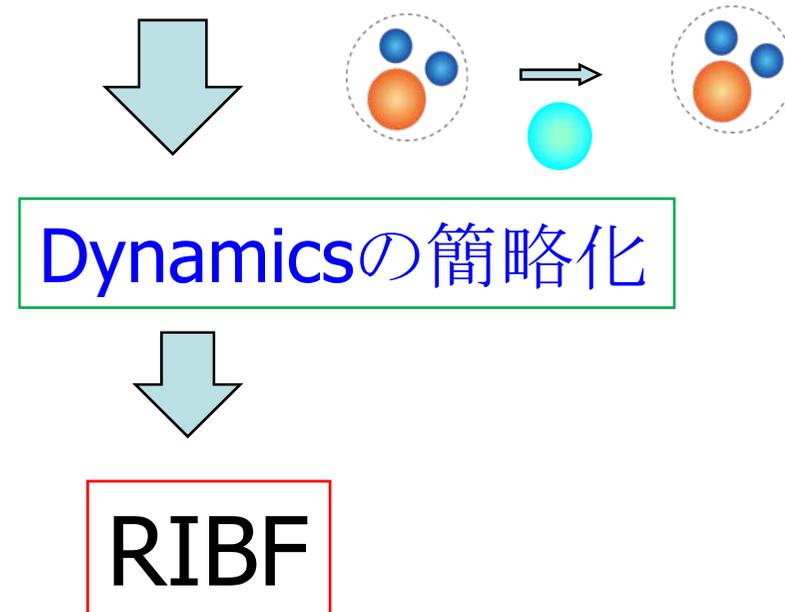


不安定核領域の解明

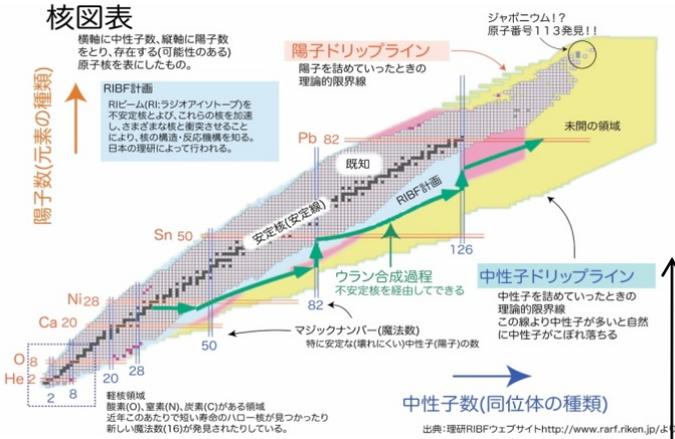
核物理における有効模型

前方散乱に着目

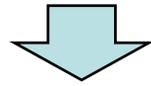
1. 修正されたGlauber模型
2. CDCC理論



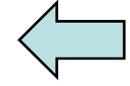
自然界を理解する三つの方向性



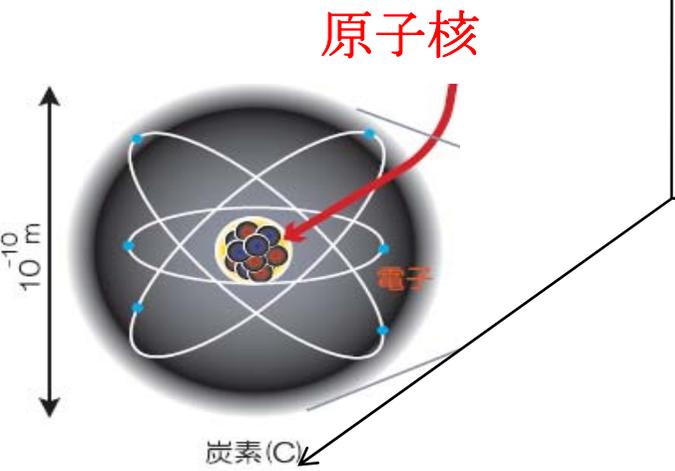
多体系へ(第2のMacro-reduction)
(核物性、クォーク物性の解明)



階層性の形成機構



有効模型
有効理論



より大きな理論へ(統一理論の構築)
Macro-reduction
力学→特殊相対論→一般相対論→...

より微視的へ: Micro-reduction
(原子→原子核→核子→クォーク)

