

低エネルギー重イオン衝突の 反応機構

岩田順敬 (EMMI, GSI, Germany)



ExtreMe Matter Institute EMMI





内容

- 低エネルギー重イオン反応
- 時間依存密度汎関数理論
- 荷電平衡化ダイナミクス
- 重イオン反応での散逸
- 核物質の時間依存計算
- 最近のトピック
- まとめ

低エネルギー重イオン衝突

一核子あたり数 MeV での重イオン衝突を考える：

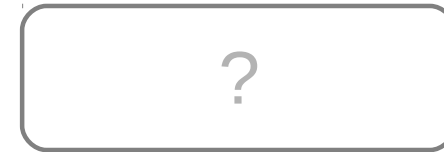
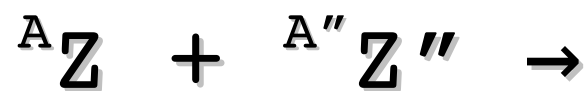


- このエネルギーでの重イオン衝突では、
 - 核融合 (fusion) が起こるか？
 - 破砕 (fragmentation) が起こるか？
 - 少しだけ反応する (deep inelastic scattering) か？
 - 反応しない (elastic scattering) か？

} しっかり反応

という意味で、最終生成物としてどのような核（化学元素）が得られるかということに対して本質的。

一核子あたり数 MeV での重イオン衝突を考える：



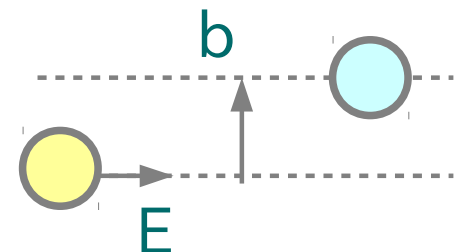
- 最終的な生成物を決定する要因は主として6つのパラメータ：

反応の種類（上記、 A, Z, A'', Z'' ）

励起状態・変形状態も考え得るのでその場合はパラメータも増える

衝突エネルギー： E

衝突パラメータ（impact parameter）： b



反応の最終生成物の決まる仕組みを理解することで ...

- 化学元素の存在限界について

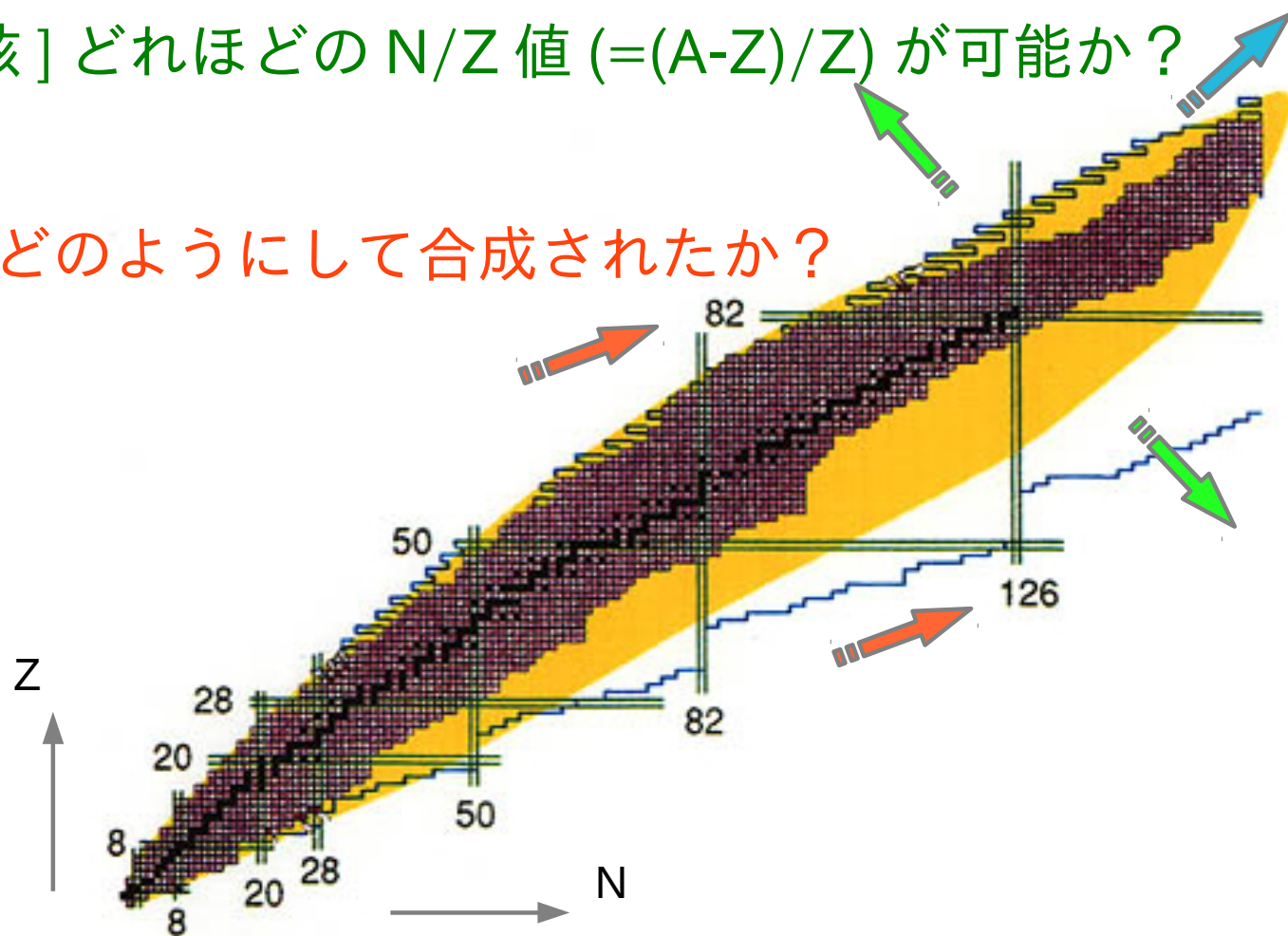
[超重核] どれほど大きい質量数 (A) が可能か？

[エキゾティック核] どれほどの N/Z 値 ($= (A-Z)/Z$) が可能か？

- 重い元素 ($A > 60$) はどのようにして合成されたか？

(有名な未解決問題)

ということを探る。



時間依存密度汎関数理論

Skryme Energy density functional (Skryme EDF)

q = p, n

(i) particle density,

$$\rho(\mathbf{r}) = \rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}),$$

(ii) kinetic energy density,

$$\tau(\mathbf{r}) = [\nabla \cdot \nabla' \rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}')]_{\mathbf{r}=\mathbf{r}'},$$

(iii) spin density,

$$s(\mathbf{r}) = s(\mathbf{r}, \mathbf{r}),$$

(iv) momentum density,

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2i} [(\nabla - \nabla') \rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}')]_{\mathbf{r}=\mathbf{r}'},$$

(v) spin current tensor,

$$J_{\mu\nu}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2i} [(\nabla_\mu - \nabla'_\mu) s_\nu(\mathbf{r}, \mathbf{r}')]_{\mathbf{r}=\mathbf{r}'},$$

(vi) kinetic energy density (vector part)

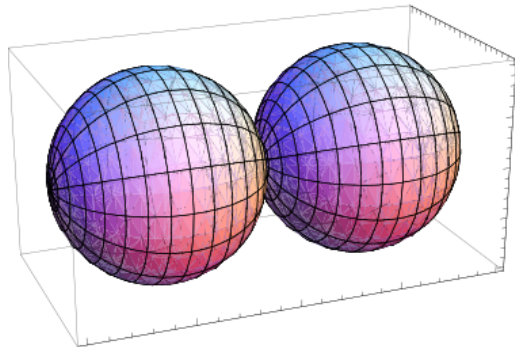
$$\mathbf{T}(\mathbf{r}) = [\nabla \cdot \nabla' s(\mathbf{r}, \mathbf{r}')]_{\mathbf{r}=\mathbf{r}'},$$

Master eq. (variational principle)

$$\delta E = \sum_q \int d^3r \left\{ \frac{\hbar^2}{2m_q^*} \delta\tau_q(\mathbf{r}) + U_q(\mathbf{r}) \delta\rho_q(\mathbf{r}) + \vec{B}_q(\mathbf{r}) \cdot \vec{\delta J}_q(\mathbf{r}) + \mathbf{I}_q(\mathbf{r}) \cdot \delta\mathbf{j}_q(\mathbf{r}) + \mathbf{C}_q(\mathbf{r}) \cdot \delta\mathbf{T}_q(\mathbf{r}) + \Sigma_q(\mathbf{r}) \delta s_q(\mathbf{r}) \right\} = 0$$

where

$$\begin{aligned} \frac{\hbar^2}{2m_q^*} &= \frac{\hbar^2}{2m} + \frac{1}{4}(t_1 + t_2)\rho + \frac{1}{8}(t_2 - t_1)\rho_q, \\ U_q(\mathbf{r}) &= t_0 \left[(1 + \frac{1}{2}x_0)\rho - (x_0 + \frac{1}{2})\rho_q \right] + \frac{1}{8}(t_2 - 3t_1)\nabla^2\rho + \frac{1}{16}(3t_1 + t_2)\nabla^2\rho_q \\ &\quad + \frac{1}{4}(t_1 + t_2)\tau + \frac{1}{8}(t_2 - t_1)\tau_q + \frac{1}{4}t_3(\rho^2 - \rho_q^2 - (s - s_q)^2) - \frac{1}{2}V_{s.o.} \vec{\nabla} \cdot (\vec{J} + \vec{J}_q), \\ \vec{B}_q &= -\frac{1}{4}(t_2 - t_1)\vec{J}_q + \frac{1}{2}V_{s.o.} \vec{\nabla}(\rho + \rho_q), \\ \mathbf{I}_q(\mathbf{r}) &= -\frac{1}{2}(t_1 + t_2)\mathbf{j} - \frac{1}{4}(t_2 - t_1)\mathbf{j}_q - \frac{1}{2}V_{s.o.} \nabla \times (s + s_q), \\ \mathbf{C}_q(\mathbf{r}) &= \frac{1}{8}(t_2 - t_1)\mathbf{s}_q, \\ \Sigma_q(\mathbf{r}) &= \frac{1}{2}t_0(x_0 s - s_q) + \frac{1}{8}(t_2 - t_1)\mathbf{T}_q + \frac{1}{16}(t_2 + 3t_1)\nabla^2 s_q - \frac{1}{2}t_3(\rho - \rho_q)\mathbf{s}_q - \frac{1}{2}V_{s.o.} \nabla \times (\mathbf{j} + \mathbf{j}_q). \end{aligned}$$



$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \phi_j(\mathbf{r}, t) = H \phi_j(\mathbf{r}, t), \quad j = 1, \dots, A$$

メリット

- Self-consistent な扱いが可能。
→ 密度分布（波動関数）と（計算される）核力に不整合がない。
- 反応ごとに parameter を一切変更せずにすべての反応を対等に・統一的に取扱うことが可能。
→ 反応計算という意味では、” ab-initio 的 ” な側面がある。
（パラメータをうまくとって実験結果と合わせるわけではない）

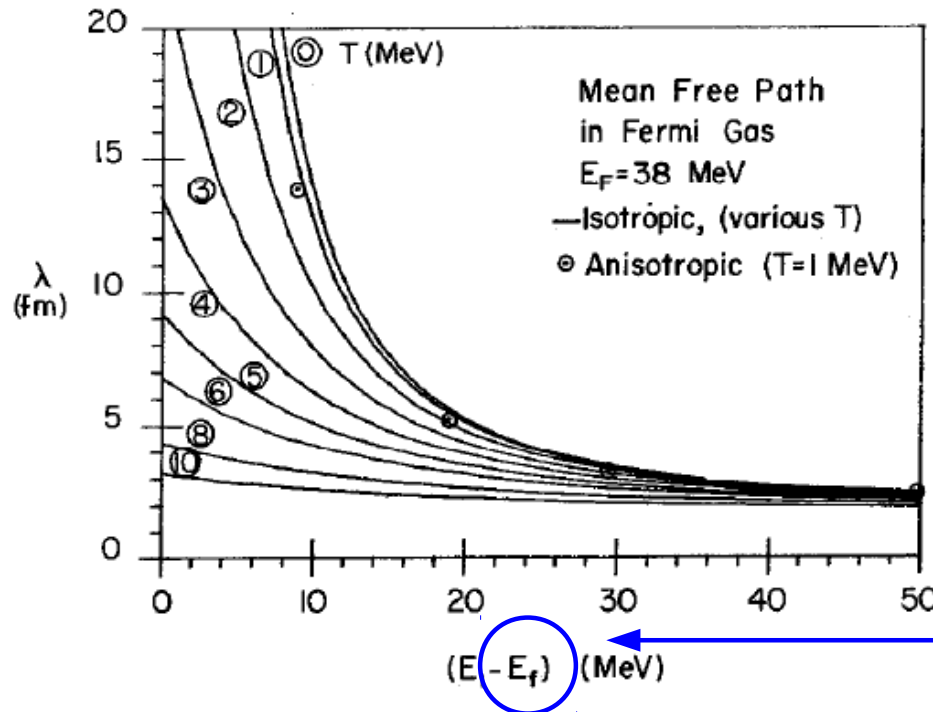
主なデメリット（後ほど詳述）

- 高エネルギーが扱えない（collisionless の枠組み）。
- バリア以下の極低エネルギーが扱えない（トンネル現象に難あり）。
→ エネルギーを選べばそれなりによい結果が期待できる。

一核子あたり数 MeV での反応を考える：

” (大まかに) 原子核の半径 $< 10 \text{ fm}$ ($R = 1.2 * A^{(1/3)}$)”
 核子が核内を 20 fm 移動する間にどれくらい核子間衝突があるかが問題

核子の平均自由行程



基底状態に重心系で速度 (エネルギー) を与えて衝突される：

フェルミエネルギー (光速の 25 ~ 30% くらいでの衝突) に 10 MeV くらい加わるような衝突までは平均自由行程が 20 fm より小さくなる。
 それより低いエネルギーでの衝突では核子が核内を 20 fm 移動する間におこる核子間衝突回数の期待値は 1 回未満となる。

→ Collisionless の枠組みで十分。

フェルミ・エネルギー

Fig. 2. The calculated nucleon mean free path, λ , in a nuclear Fermi gas of temperature T and Fermi energy, $E_F = 38 \text{ MeV}$. The nucleon mean free path is given as a function of its energy above the Fermi energy, $(E_1 - E_F)$, for various values of T . The curves are obtained by calculating the expression (9), which assumes isotropic differential cross sections. The four circled points are computed from (8) using more realistic anisotropic cross sections and a temperature of $T = 1$. They show that the error involved in the isotropic assumption is not important in the present discussion.

荷電平衡化ダイナミクス

- 荷電平衡： N/Z 値の平衡 (N : 中性子数、 Z : 陽子数)

高エネルギー分野や物性では化学平衡 (chemical equilibrium) と呼ばれることもある。

- 荷電平衡は荷電交換（荷電平衡化）によって達成

○ 荷電交換反応： N/Z 値は一定値へ向かう。

× 荷電交換反応： N/Z 値は様々な値をとる。

----- [観点] 重イオン衝突において

- 1) 荷電平衡はどのような条件のもとで達成されるのか？
- 2) 荷電が平衡化する場合、なぜ平衡化するのか？

荷電交換反応の背景

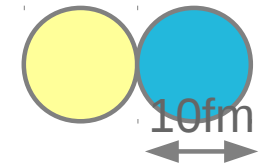
- 光速の10%未満の相対速度での衝突を考えた場合に、 10^{-22} s オーダーの現象として観測された

見積り： $10\text{fm}/10^{-22}\text{s} = 0.3c$

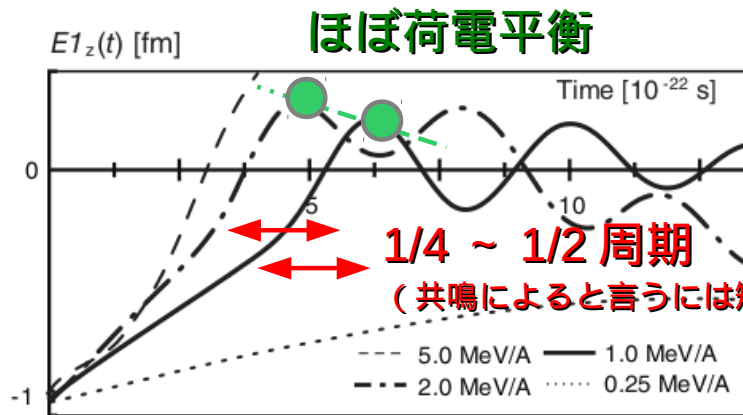
→ 相対速度とはまったく無関係

Review:

Freiesleben-Kratz, Phys. Rep. (1984)

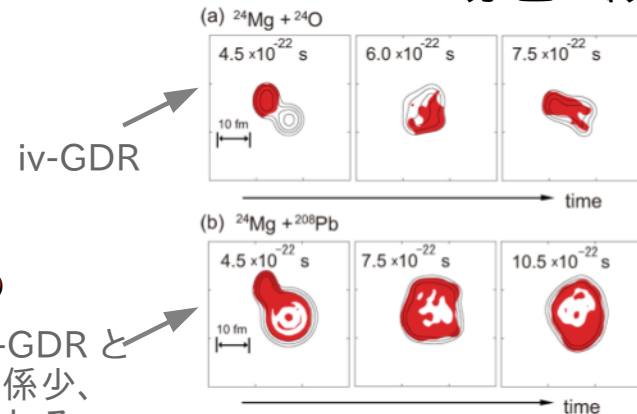


- 10^{-22} s オーダーの現象ということで GDR(巨大双極子共鳴) との関係が研究された。しかし、iv-GDR と比較してみると、



Y.I. et. al, EPJA (2008)

赤色：陽子過剰部



- iv-GDR と関係少、むしろ iv-GMR

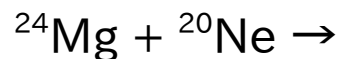
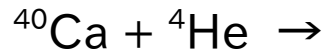
Y.I. et. al, PRL (2010)

集団運動が関係していることは確かそう (iv-GDR と関係している) だが、それだけでは理解できない。どのように理解すればよいか ...

いくつかの手がかり

- 既存の実験結果から、中間エネルギー（100MeV以上）ではほとんどおこないことがわかっている。
→ N/Z 値の異なるフラグメントが大量に出てくる（たとえば α 粒子など）。

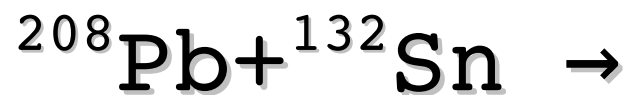
- 衝突する核種によって異なることも機構が提案できなければ、既存の実験結果を（すべて）説明することはできない。実際（わかりやすさのために、実際の実験結果とは異なる例）、



では、複合核が同じなので iv-GDR に違いは存在しにくい荷電平衡化が起こるかどうかというエネルギーの境界値はずいぶん違うことが実験結果から推測されていた。

→単純に iv-GDR として片付けるのは完全に正しいとは言えなさそう。

- 次の反応を例にとって荷電平衡化考える。



N/Z 値 : 126/82 82/50
(1.54) (1.64)

もし核融合がおこれば
 $^{340}\text{Cn} (Z=132)$

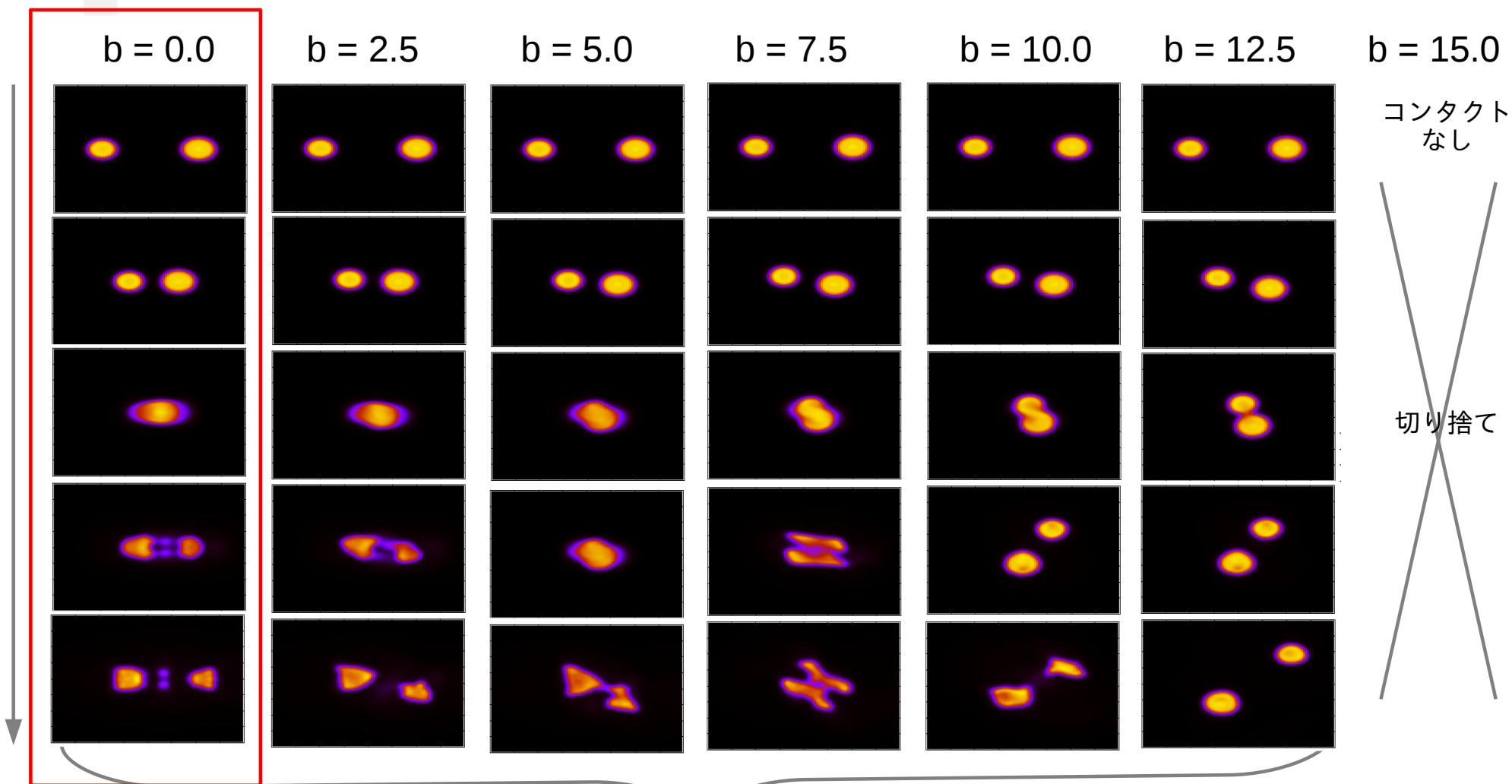
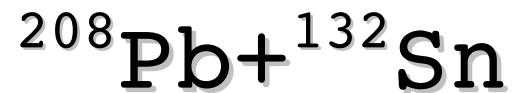
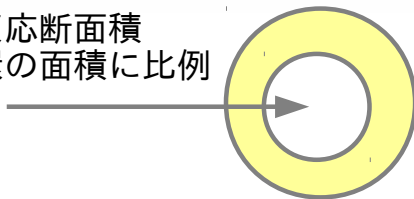
反応によって荷電平衡が達成されるならば、生成される大部分のフラグメントは、

荷電平衡での N/Z 値 : $208/132 = 1.58$

程度の N/Z 値を持つ。この値はもとの鉛やスズの N/Z 値とも異なるので、衝突中に何らかのやりとり（反応）が起こらないと達成され得ない。

例) $E/A = 6.0 \text{ MeV}$

反応断面積
は円環の面積に比例



正面衝突

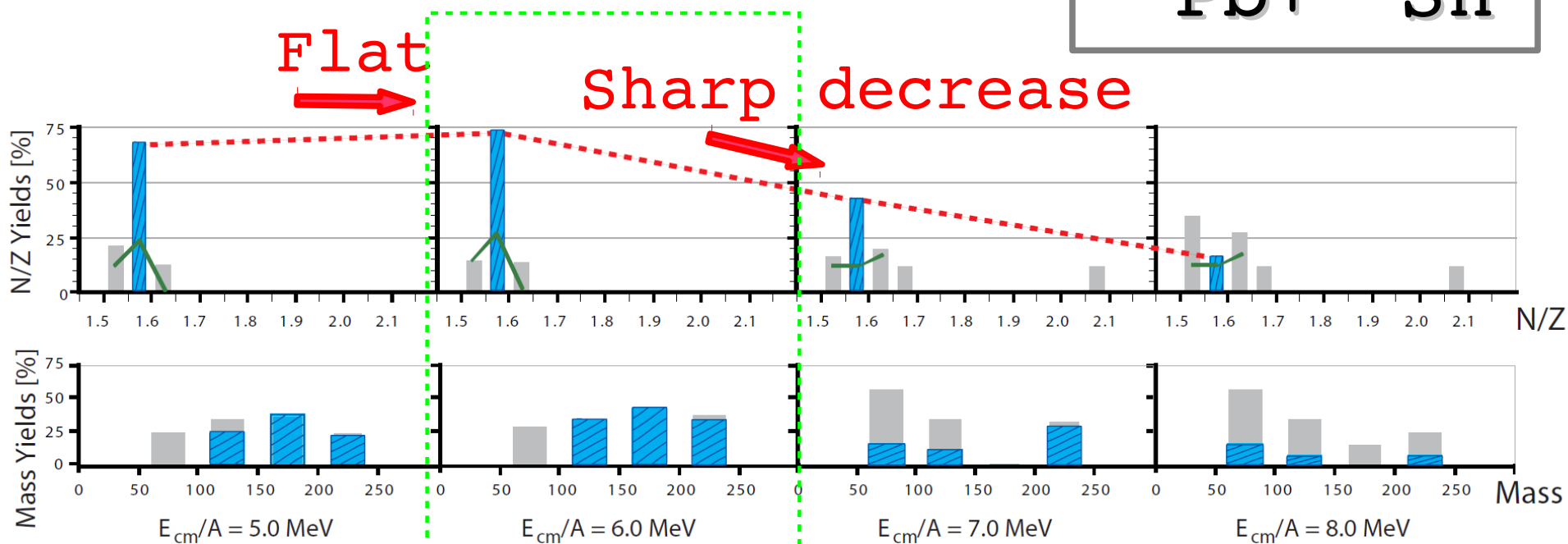
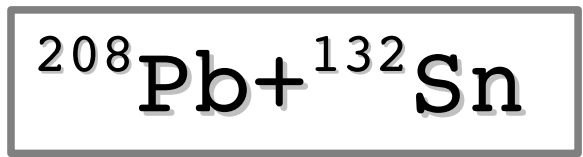
反応断面積で重み付けて重ね合わせ → 実験と比較

注) 実際はもう少し先まで計算して生成物 (fragment) を判定。
それぞれの事象の干渉効果は入らない。

最終生成物の分布

■ : 荷電が平衡に達した最終生成物

N/Z の平衡値 : $208/132 = 1.58$



荷電が平衡に達する
(平衡化率 : 生成物 50% 以上)

エネルギー
閾値
($6.5\text{MeV} \pm 0.5\text{MeV}$)

荷電が平衡に達しない
(平衡化率 : 生成物の 50% 未満)

- 別の具体例で検討してみる。

”スレーター行列式で表わされる解のユニタリ変換はまたもとの方程式の解となる” ことから、正確ではないことは理解しつつ、初期状態で片方の原子核に含まれていた波動関数の運動を追跡してみる。

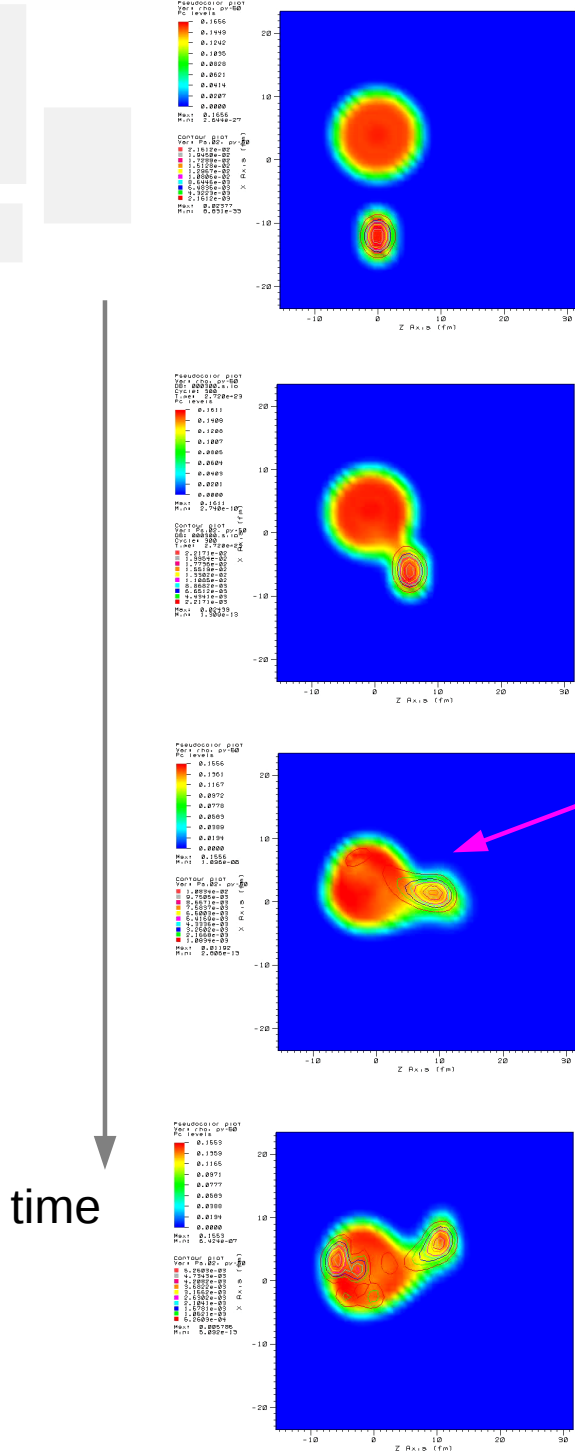
^{24}Mg に含まれていた核子の伝搬

相対速度よりもかなり速い速度で、相対速度とはまったく異なった方向に核子が伝搬して（密度変化は小さい）、反対側の端にあたる。



初期状態で Mg に含まれる原子核を等高線で示す。

Calculated by J. A. Maruhn



• 荷電平衡化上限エネルギー公式 (Iwata-Otsuka-Maruhn-Itagaki)

フェルミ速度（それぞれの衝突核の中性子と陽子にたいして定義できる）で伝搬する核子が平衡化に対して決定的な役割を果たすと仮定：

- 高速伝搬（0.3c）と合致。
- 衝突速度によらない事実と合致。
- 衝突する核種ごとの違いを説明可能。

計算結果・既存の実験結果をよく説明する。

$$\frac{E_{CE,lab}}{A} = \frac{\hbar^2(3\pi^2\rho_{min})^{2/3}}{2m} + \frac{e^2Z_1Z_2}{4\pi\epsilon_0r_0} \frac{A_1 + A_2}{A_1A_2(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})}, \quad (1)$$

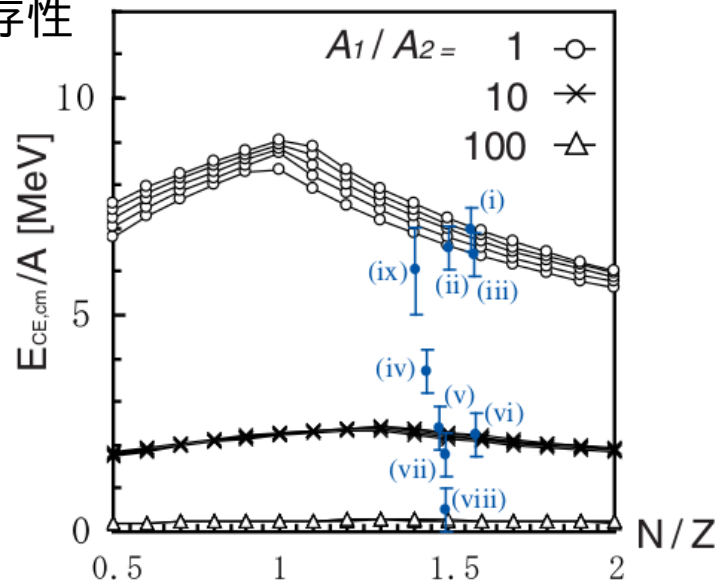
$$\rho_{min} = \min_i \left(\frac{N_i \left(\frac{4\pi r_0}{3} A_i^{1/3} \right)^{-1}}{(1 - 3\bar{\epsilon})(1 + \bar{\delta})}, \frac{Z_i \left(\frac{4\pi r_0}{3} A_i^{1/3} \right)^{-1}}{(1 - 3\bar{\epsilon})(1 - \bar{\delta})} \right), \quad (2)$$

where m , e , ϵ_0 , and r_0 are the nucleon mass, the charge unit, the vacuum permittivity, and the usual nuclear radius parameter (1.2 fm), respectively.

TABLE I. $E_{CE,cm}/A$ values [MeV] obtained by TDHF calculations compared to those obtained by transforming the results of Eq. (1) into the center-of-mass frame. For reference, the values obtained by the Fermi gas model with the standard parameter are also shown.

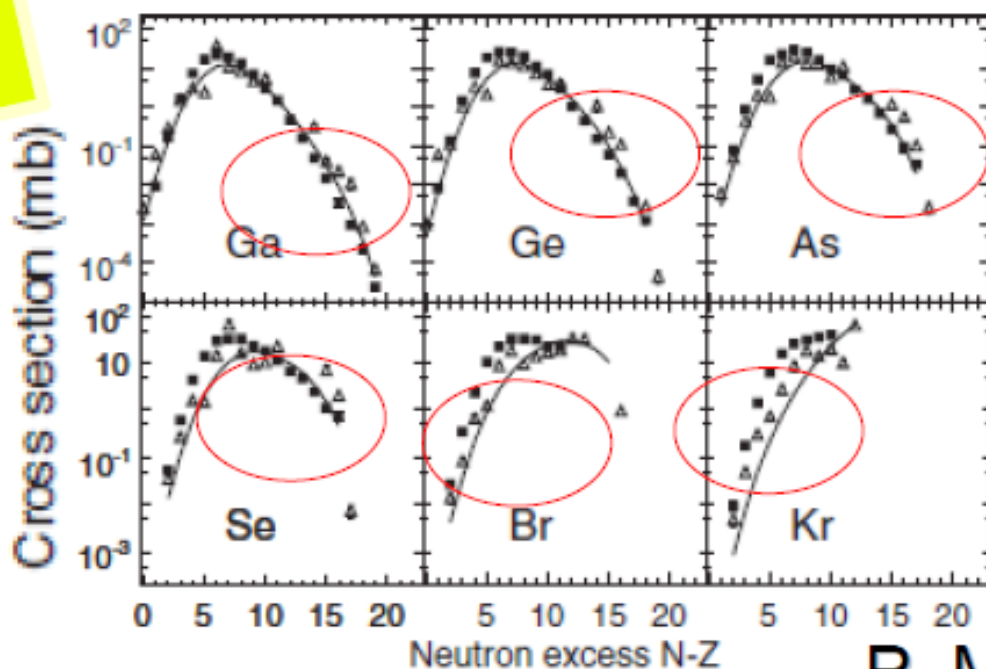
	Collision	TDHF (SLy4d)	TDHF (SkM*)	Equation (1)	Fermi gas
(i)	$^{208}\text{Pb} + ^{238}\text{U}$	6.5 ± 0.5	6.5 ± 0.5	6.91	9.46
(ii)	$^{208}\text{Pb} + ^{132}\text{Xe}$	6.5 ± 0.5	6.5 ± 0.5	6.50	9.03
(iii)	$^{208}\text{Pb} + ^{132}\text{Sn}$	6.5 ± 0.5	6.5 ± 0.5	6.36	9.03
(iv)	$^{208}\text{Pb} + ^{40}\text{Ca}$	3.5 ± 0.5	3.5 ± 0.5	3.66	5.14
(v)	$^{208}\text{Pb} + ^{24}\text{Mg}$	2.5 ± 0.5	2.5 ± 0.5	2.36	3.52
(vi)	$^{208}\text{Pb} + ^{24}\text{O}$	2.5 ± 0.5	2.5 ± 0.5	2.18	3.52
(vii)	$^{208}\text{Pb} + ^{16}\text{O}$	1.5 ± 0.5	1.5 ± 0.5	1.75	2.50
(viii)	$^{208}\text{Pb} + ^4\text{He}$	<1.0	<1.0	0.48	0.70
(ix)	$^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{O}$	5.5 ± 1.0	5.5 ± 1.0	5.99	9.50

- 上限公式の示す核種依存性



Experiments

Agree with experiments.



$^{86}\text{Kr} + ^9\text{Be}$

64MeV/A (filled square) v.s.
500MeV/A (open triangle)

Higher yields of exotic elements at higher energies

Other experiments in agreement:

B. Gatty et. al. Nucl. Phys. (1975)

H. Breuer et. al. PRL (1979)

W. P. Tan et. al. PRC (2001)

P. M. Milazzo et. al. PRC (2002)

P. M. Mocko et. al. PRC (2007)

結論 - 荷電平衡化について -

- 対称エネルギーの強い影響のもとで、低エネルギー重イオン反応で”荷電平衡化”が核子輸送において支配的な役割を果たす。

提案した機構はすべての複合核内での核子伝搬に有効;なぜ荷電平衡化だったのか?

$$B(A) = a_{vol}A + a_{surf}A^{2/3} + a_{coul}Z^2A^{-1/3} + a_{sym}\frac{(N-Z)^2}{A},$$

$$a_{vol} = -16\text{MeV}, \quad a_{surf} = 20\text{MeV}, \quad a_{coul} = 0.751\text{MeV}, \quad a_{sym} = 21.4\text{MeV}.$$

大きさ 表面形状 陽子分布 陽子・中性子分布

概形の最適化

分布の最適化

融合 or 分裂

重イオン反応での散逸

- 低エネルギー重イオン反応での散逸機構

Wall-window formula (Swiatecki, Phys. Scripta (1981); Swiatecki, Randrup, Dossing ...)

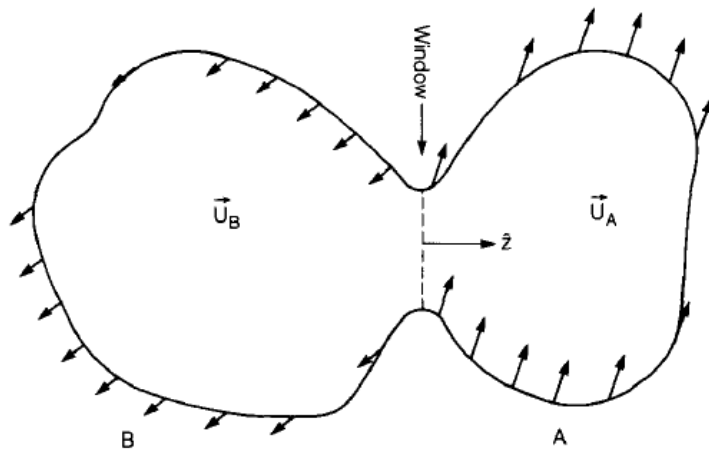


Fig. 1. The dinuclear cavity. In the dinucleus, the individual nucleons move in a leptodermous potential that has two distinct parts, *A* and *B*. The two parts are joined by a small planar “window” whose normal is chosen as the *z*-axis. The two dinuclear parts are endowed with the uniform translational velocities U_A and U_B .

Dossing-Randrup NPA (1987)

平均場による散逸の重要性
(one-body dissipation) を示した。

平衡化～ある種の散逸が関係
荷電平衡化ダイナミクスとざっと比べて
みると ...

Wall の概念はかなり有効に機能している。

Window (Neck と呼ばれることもある)
はあまり有効でないかもしれない。

∴ Window の幅が大きい” b: 小” の場合に散逸は少なく、核融合が起こりにくいことがわかっている。さらに荷電平衡化は b に依存しない機構。

Wall (and more) の効果

実際に時間依存密度汎関数計算と比べてみる；
平均場による一体散逸（古典的方程式に焼き直して、摩擦係数として得る；方法は70年代に提案）が含まれていることが確かめられた：

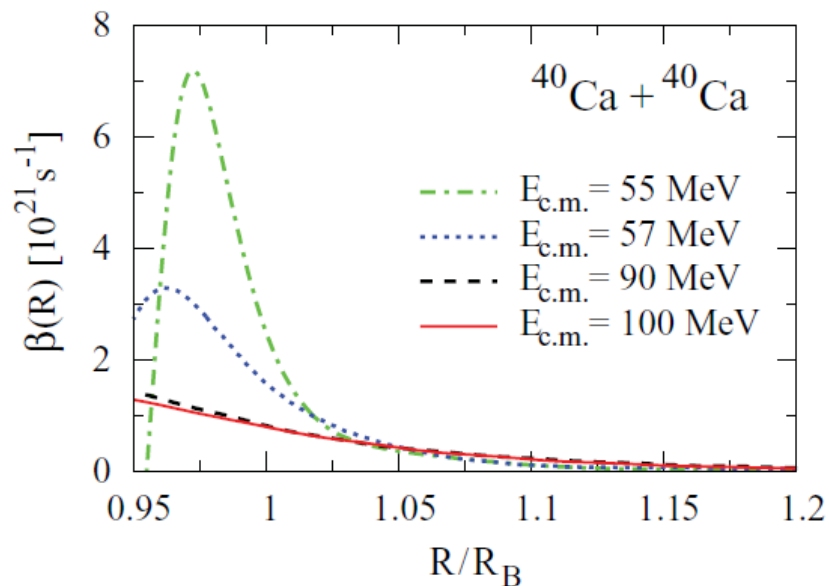


FIG. 3. (Color online) Reduced friction coefficient as a function of R/R_B for the $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ reaction at different c.m. energies.

Collisionless の理論的枠組みがそもそも重イオン衝突の記述に向いていないのではないかという批判があった（Fusion-Window 問題）。定量的にその効果を示した。

→ 空間3次元でスピン軌道力を導入するようになって [Kim-Otsuka JPG (98)] から、この問題はほぼ改善されることに関係者は気づき始めていた。

注) 完全には解決されていると言えるほどの研究はまだ発表されていない。

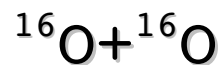
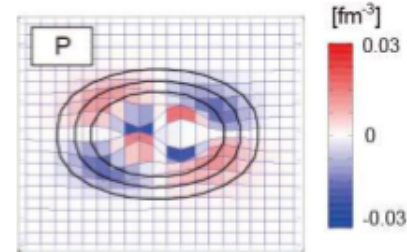
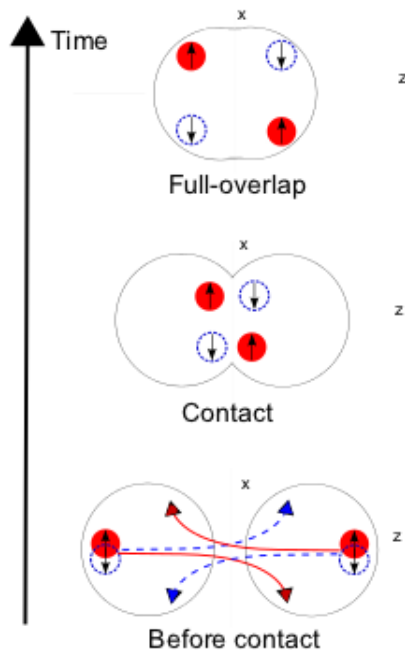
Washiyama-Lacroix-Ayik PRC (2009)

なぜ軸対称（2次元）でなく3次元計算が必要だったのか？

-Wall-Window とほぼ無関係な機構の重要性（未開拓）-

(a) Dissipation induced by spin polarization

(b) State at full-overlap



$$\mathbf{L} \cdot \mathbf{S} = (\mathbf{r} \times \mathbf{p}) \cdot \mathbf{S} = (\mathbf{p} \times \mathbf{S}) \cdot \mathbf{r}$$

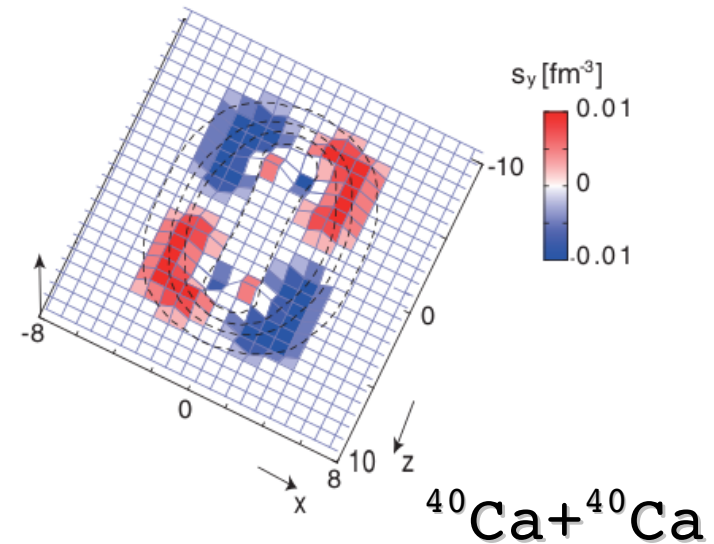
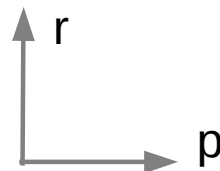


FIG. 2. (Color online) Spin distribution (the spin is projected onto the y axis) of a composite nucleus at $t = 6.0 \times 10^{-22}$ s is shown in a square ($20 \times 16 \text{ fm}^2$) on the reaction plane (SV-tls). For reference, contours of the density distribution are also shown (contour $-0.01, 0.06, 0.11, \text{ and } 0.16 \text{ fm}^{-3}$).

Y.I., to appear IJMPE

Y.I.-Maruhn, PRC (2011)

- スピン軌道力をいれるかどうかで融合するか、すりぬけるかほどの違いが生じる。
→ スピン軌道力の効果（スピン偏極）が衝突時の制動力として重要。
- この散逸はとくに強い momentum-dependence をもつ。

- 散逸に対するテンソル力のインパクト

Spin-orbit force: ← Relativistic effect

$$\hat{\mathbf{L}} \cdot \hat{\mathbf{S}} = -i\hbar (\mathbf{r} \times \hat{\mathbf{p}}) \cdot (\hat{\boldsymbol{\sigma}} + \hat{\boldsymbol{\sigma}}')$$

- Spin polarization
- Large dissipation

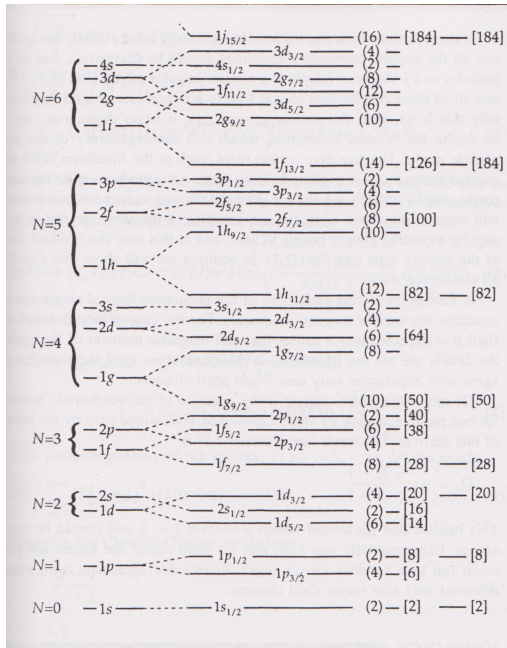
Tensor force (long range part): ← OPEP

$$S_{12} = (v_0(r) + v_1(r) \hat{\boldsymbol{\tau}} \cdot \hat{\boldsymbol{\tau}}') \left[\frac{(\mathbf{r} \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}})(\mathbf{r} \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}}')}{r^2} - \frac{1}{3} \hat{\boldsymbol{\sigma}} \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}}' \right]$$

→ ずいぶん形が違うことに加えて起源も違う。しかし共通点としてスピン依存力ということ、スピncalent (スピン流) を生み出すという点がある。

- エキゾチックな原子核の構造を説明するうえで、近年、テンソル力に注目が集まっている。

スピン軌道力

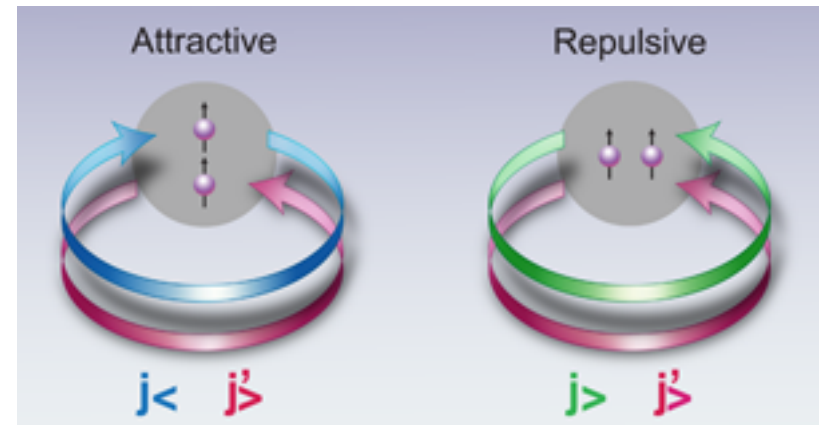


スピン軌道力は原子核の構造に決定的な影響を与えていることが分かった。

Mayer-Jensen, 1950's

テンソル力

Illustration: Carin Cain



John P. Schiffer, APS Viewpoint (2010)

テンソル力が $N/Z=1$ から大きく離れた領域での魔法数を変える。

Otsuka *et. al.* PRLs 2000 ~2010

- Lesinski-Bender-Bennaceur-Duguet-Meyer PRC (2007)
- Colo-Sagawa-Fracasso-Bortignon, PLB (2007)
- Bender-Bennaceur-Duguet-Heenen-Lesinski-Meyer PRC (2009)
- Suckling-Stevenson EPL (2010) など

- テンソル力をもたらすスピncレントを、スピnc軌道力によるスピncレントと比べてみる（効果がみやすいように正面衝突を考える）。

Form factor of spin mean-field

テンソル力は散逸に影響する。

- テンソル力の効果は衝突時に、5～10倍程度、定常状態よりも大きく働くことがわかった。
- 衝突中に、テンソル力によるスピncレントはスピnc軌道力によって生成されるカレントにたいして10分の1くらいの大きさではあるが、修正することが分かった。
- とくにテンソル力のこうかはより大きい原子核について大きくなることがわかった。

∴スピnc軌道力表面上の効果で2次元
的、テンソル力は3次元的。

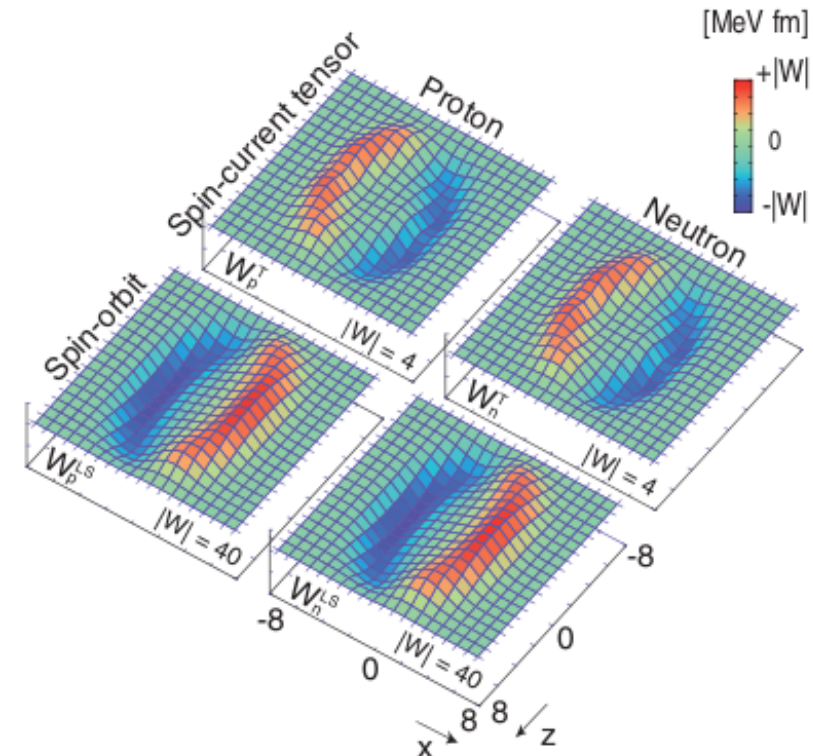


FIG. 3. (Color online) Snapshots of the x component of $\mathbf{W}_q(\mathbf{r})$ at $t = 6.0 \times 10^{-22}$ s projected on the reaction plane (SV-tilt). The values are plotted in a square (16×16 fm²) on the reaction plane separately for the spin-current tensor and spin-orbit contributions, and for protons ($q = p$) and neutrons ($q = n$), respectively. The maximum amplitude $|W|$ of the function is shown in the lower right-hand side of each plot.

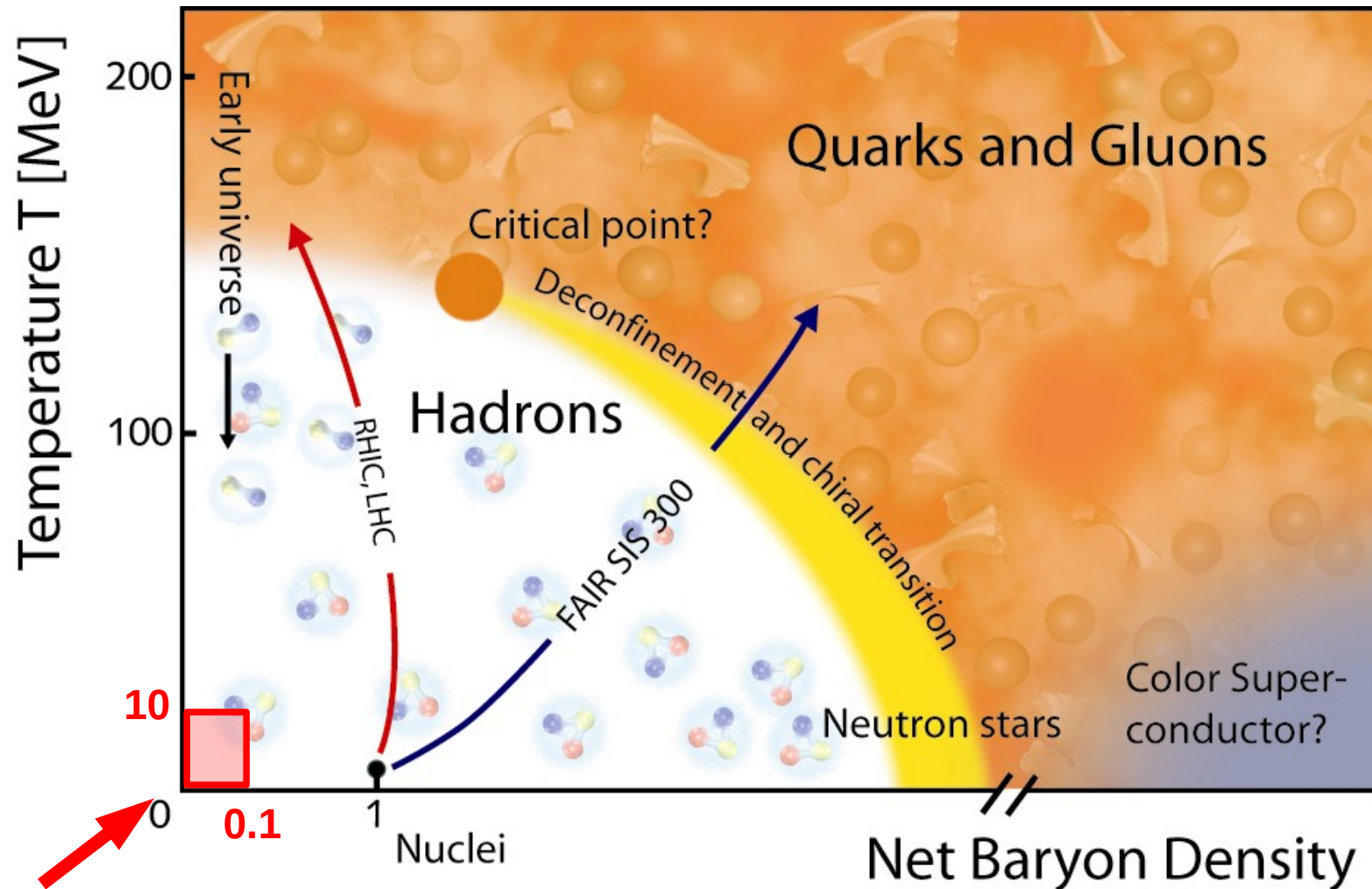
結論 - 散逸について -

- Wall-Window 型散逸（第ゼロ近似）
- 非 Wall-Window 型散逸（第一近似）
 - _ スピン軌道力
 - _ テンソル力

キーとなるのは **momentum-dependence** があるということ。上記2つの力ではその mom.-dep. も違い、グローバルな扱いをするには複雑（励起状態や反応まで説明可能なグローバルな汎関数をつくるのが難しいことと関連）。過去に密度汎関数理論で核融合がうまく扱えなかったのは、この種の散逸を考慮していなかったことが多分に影響。

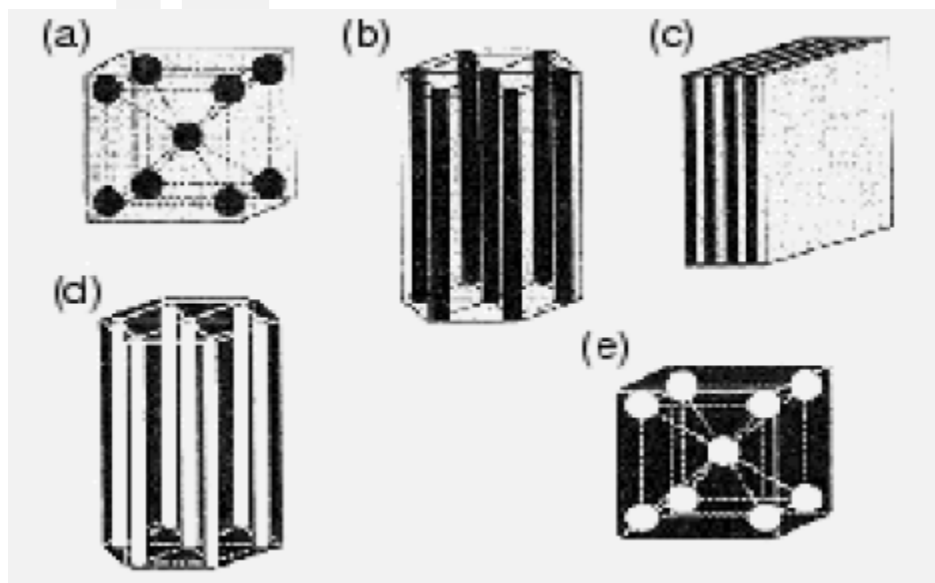
- ”低エネルギー” 重イオン衝突でも平均場を越えたより高次の散逸もありえる（ほぼ未開拓）。

核物質の時間依存計算



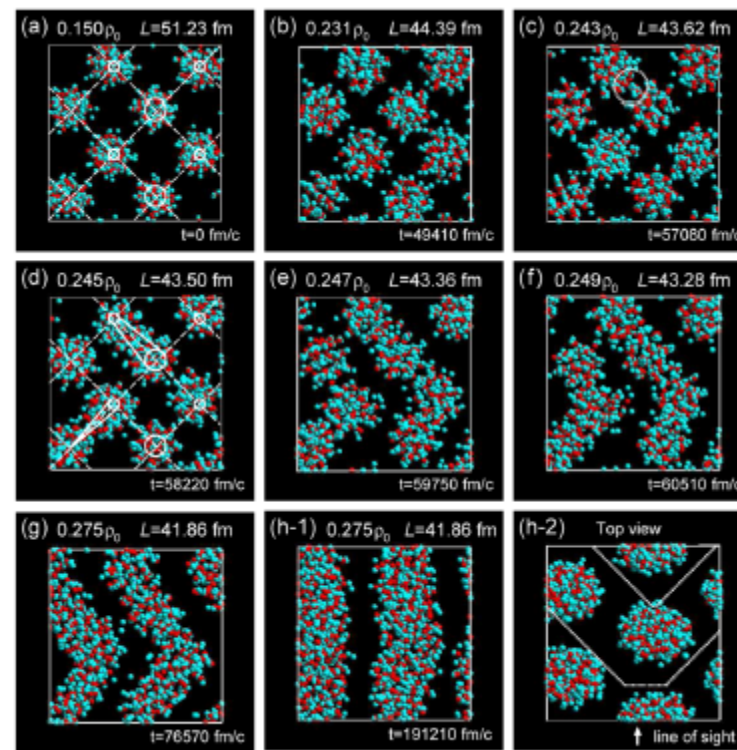
この部分について考える；核パスタや標準的な原子核からなる。
元素合成、原始中性子星の表面に近い部分の構造にたいして重要。

核パスタ



Oyamatsu NPA (1993)

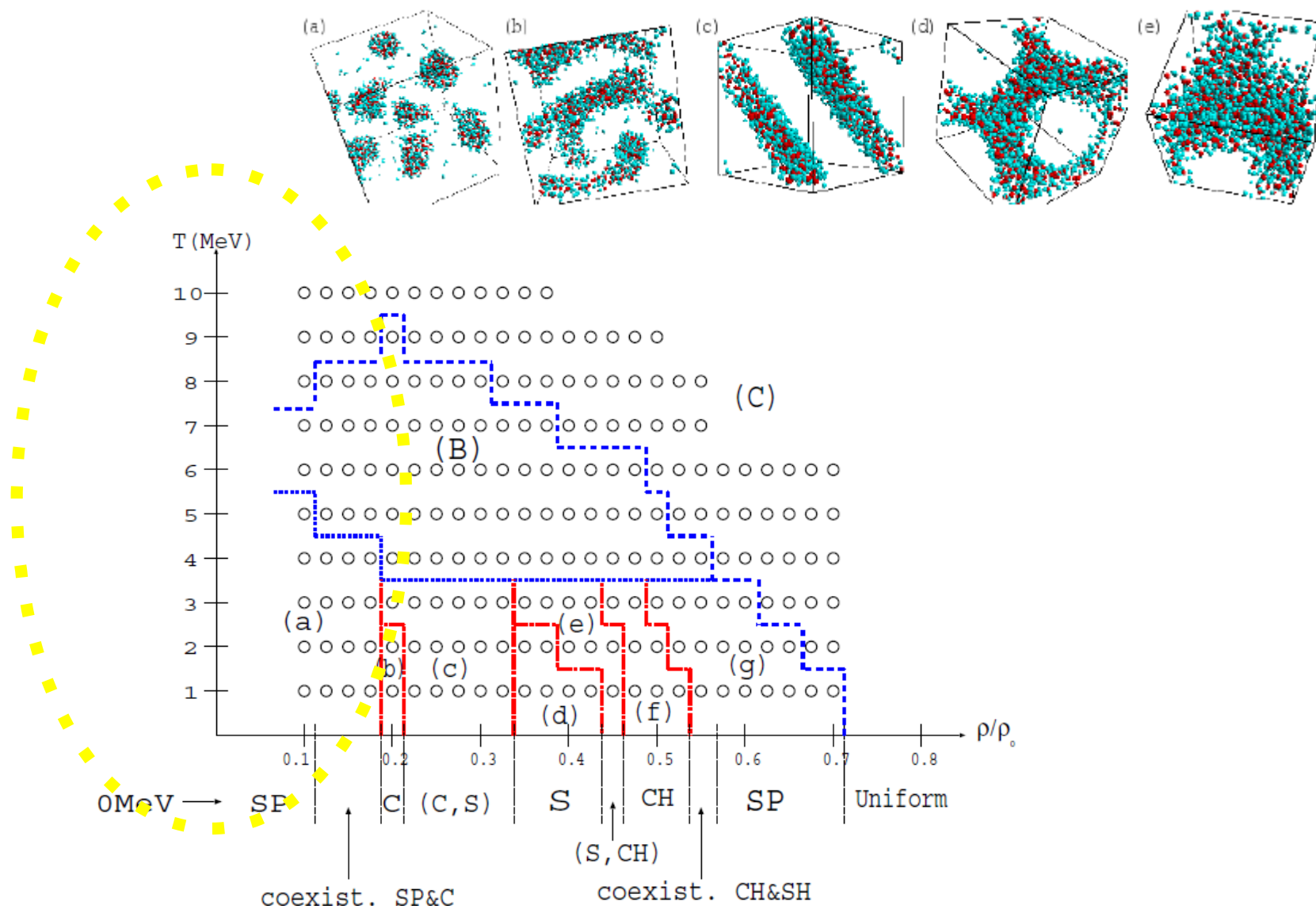
核パスタはニュートリノ透過率に影響。超新星爆発が起こるかどうかに関与
 K. Sato PTP (1975)



Watanabe-Sonoda-Maruyama-Sato-Yasuoka-Ebisuzaki PRL (2009)

核パスタ形成のダイナミクスをQMDによって系統的に示した。実際、定常状態を計算するだけでなくパスタに至る時間発展を調べるべきだという考えがあった（専用計算機を使った大規模計算）。

核パスタの相図



- 3核が同時に衝突することで pasta 形成が促される。
 ρ_0 の 1/1000 程度の密度があれば十分に起こり得る。

0.04 ρ_0 , 0.1MeV

周期境界条件

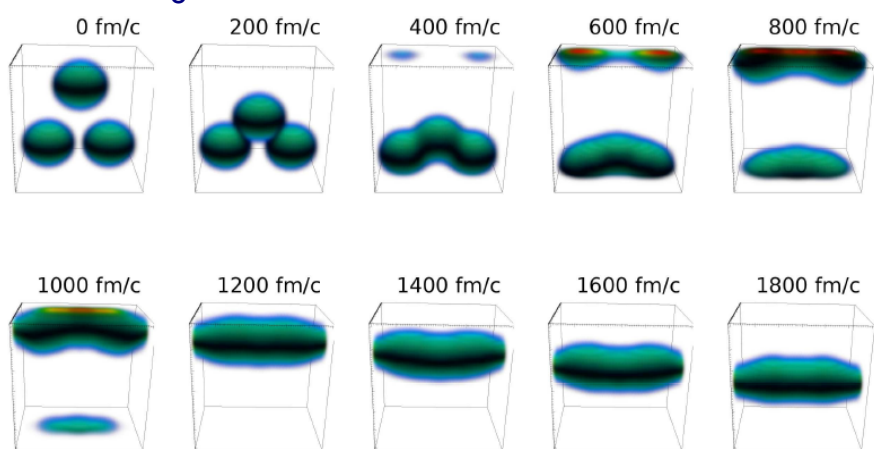
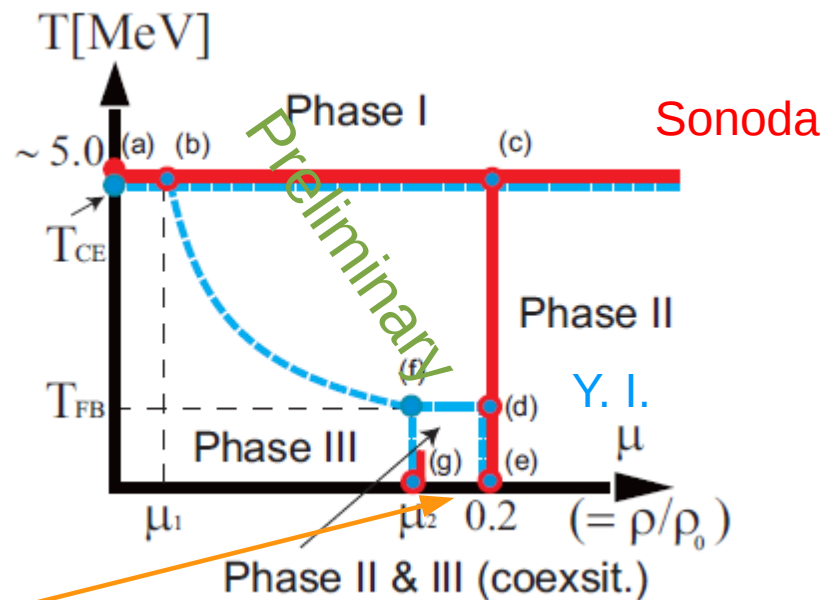
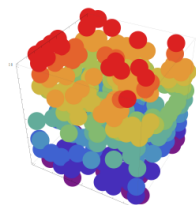


Fig. 1. (color online) Time evolution of a 3-nucleus simultaneous collision in a cubic space with periodic boundary condition. The box size is 64 fm \times 32 fm \times 64 fm.

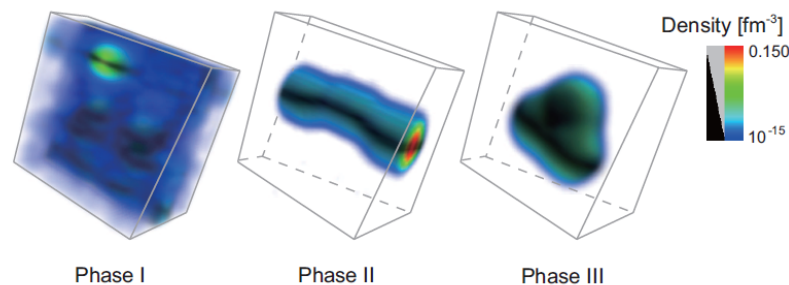
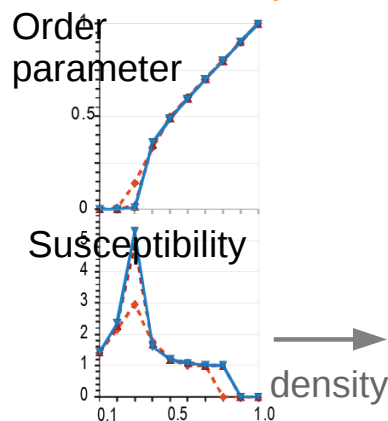


Y.I., ArXiv1107.0464 (2011)

密度 20% の意味



Y.I., unpublished



結論 - 核物質について -

- いくつかの理論的な枠組みで、核物質の時間依存計算が行われるようになってきている。staticな計算だけからはわからなかったことが明らかにされてきている。
- とくに、こういった計算によって低温・低密度核物質の相構造、相転移というように”核物質相図の詳細”が明らかにされていくことが期待される。

最近のトピック

- [1] バリア近傍、またはサブバリアでの核融合
- [2] 超重核の生成
- [3] 時間依存の観点からのクラスター構造
- [4] 核分裂のダイナミクス
- [5] 時間依存密度行列理論、時間依存 Green 関数理論

上記の課題はいずれも時間依存密度汎関数理論の方法論としての問題点・最前線：

- _ トンネル現象、事象間の干渉など高度に量子力学的現象（高度に確率的事象）を扱えない [1,2,4]。
 - _ 高次の相関が入っていない。核子間衝突が重要な役割を果たす高エネルギー現象を扱えない [5]。
 - _ 平均場が本質的でないかもしれない現象は扱えるのか？ [3,4]。
 - _ (衝突系を扱ううえで) 対相関を入れるのに決定的な考え方がない [1,4]。
 - _ 十分に満足な汎関数 (Skyrme EDF パラメータセット) がまだ見つかっていない [1-5]。
(例：SKM* は Ca より軽い核の励起エネルギーを計算するのに不適；P. -G Reihard による指摘)。
- と密接に関係している。現状として半古典論的扱い（決定論的枠組み）を本質的に越えられていない。

[1] バリア近傍、またはサブバリアでの核融合

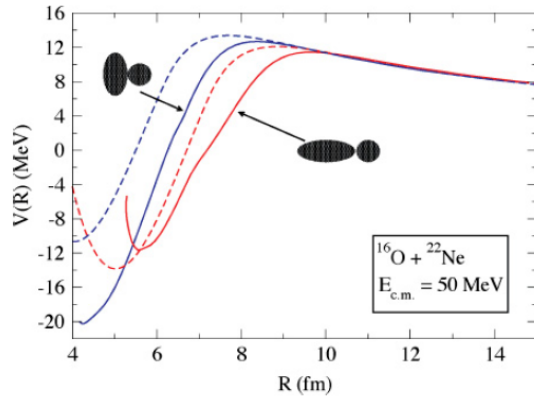


FIG. 3. (Color online) Internuclear potentials obtained from Eq. (6) shown for the evolution of the $^{16}\text{O} + ^{22}\text{Ne}$ system at $E_{c.m.} = 50$ MeV (solid curves). The two curves correspond to different orientations of the Ne nucleus. The corresponding proximity potential curves are also shown (dashed curves).

Umar-Oberacker PRC (2006)

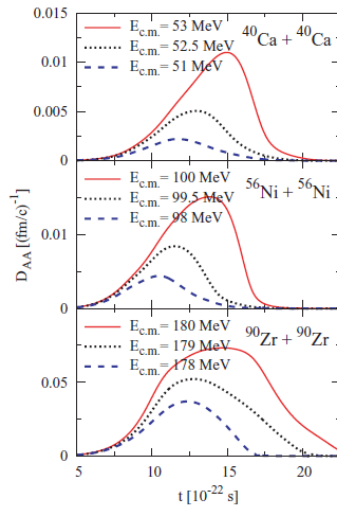


FIG. 1. (Color online) Evolution of diffusion coefficients calculated in the SMF approach for $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ (top), $^{56}\text{Ni} + ^{56}\text{Ni}$ (middle), and $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ (bottom) collisions at different center-of-mass energies.

Washiyama-Ayik-Lacroix PRC(R) (2009)

Nucleon transfer: Yabana *et al.* (Tsukuba group) and many groups

[2] 超重核の生成 (重核の反応)

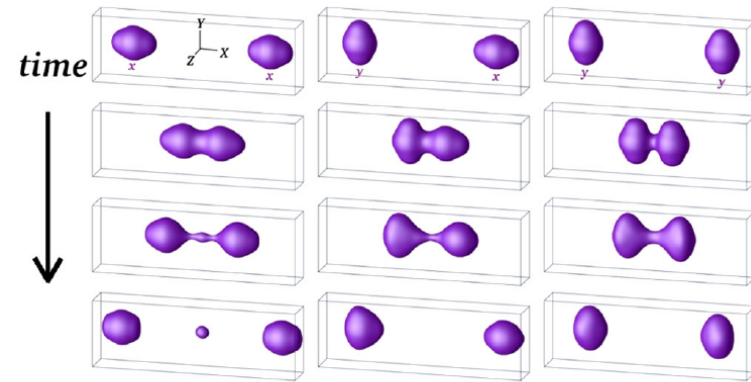


FIG. 1 (color online). Isodensities at half the saturation density, i.e., $\rho_0/2 = 0.08 \text{ fm}^{-3}$, in $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ central collision at a center of mass energy $E_{c.m.} = 900$ MeV. Evolutions associated to the three initial configurations xx , yx , and yy are plotted in the left, middle, and right column, respectively. Snapshots are given at times $t = 0, 15, 27$, and 42×10^{-22} s from top to bottom.

Golabeck-Simanel PRL (2009)

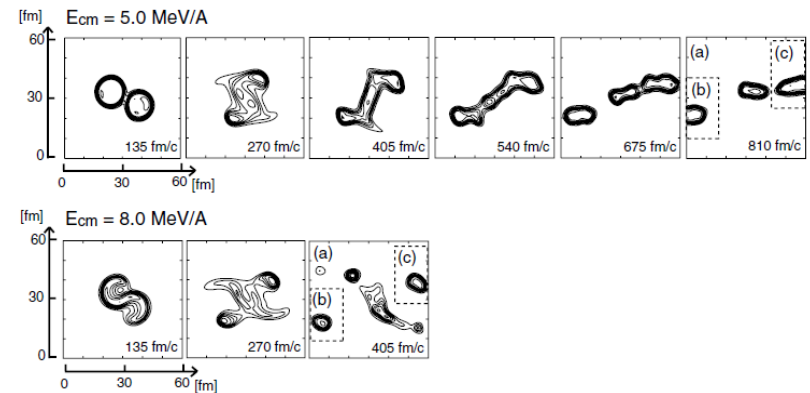


Fig. 9. Time evolution of the total density for $^{208}\text{Pb} + ^{238}\text{U}$. The impact parameter is fixed to be 9.2 fm. We have separated into three parts as shown in 810 fm/c for the case of $E_{c.m.} = 5.0$ MeV/A, and in 405 fm/c for the case of $E_{c.m.} = 8.0$ MeV/A.

Y. I. *et al.* EPJA (2009)

[3] 時間依存の観点からのクラスター構造

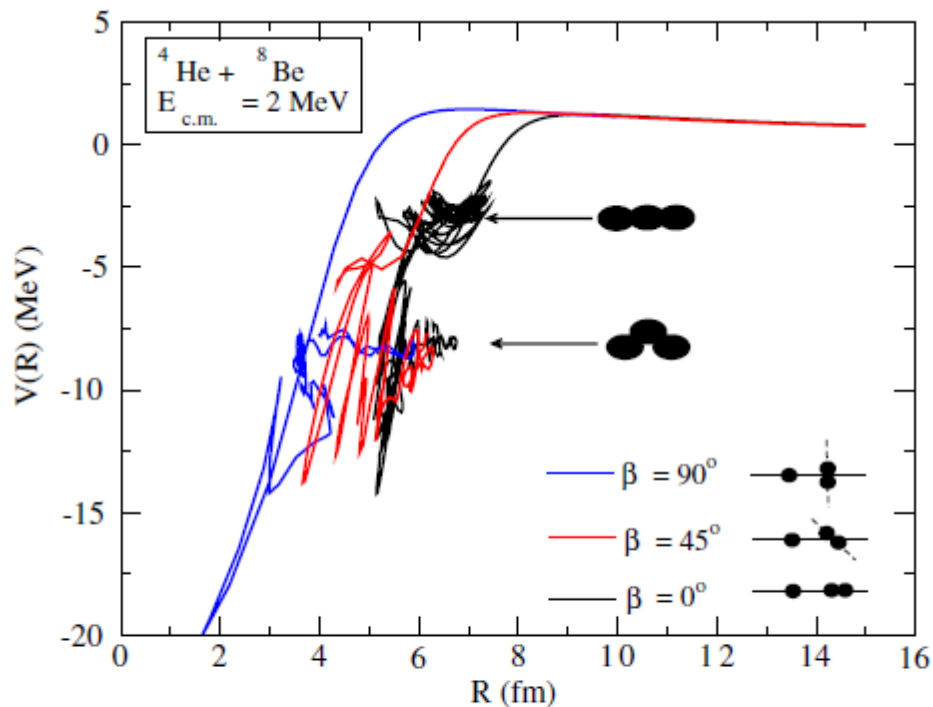


FIG. 3 (color online). Potential energy curves for the collision of the ${}^4\text{He} + {}^8\text{Be}$ system as a function of R for three initial alignments of the Be nucleus and at $E_{\text{c.m.}} = 2$ MeV.

Umar-Maruhn-Itagaki-Oberacker PRL (2010)

Maruhn-Kimura-Schramm-Reinhard-Horiuchi-Tohsaki, PRC (2006)

Maruhn-Loebl-Itagaki-Kimura, NPA (2010)

Ichikawa-Itagaki-Maruhn-Ohkubo, ArXiv (2011)

[4] 核分裂のダイナミクス

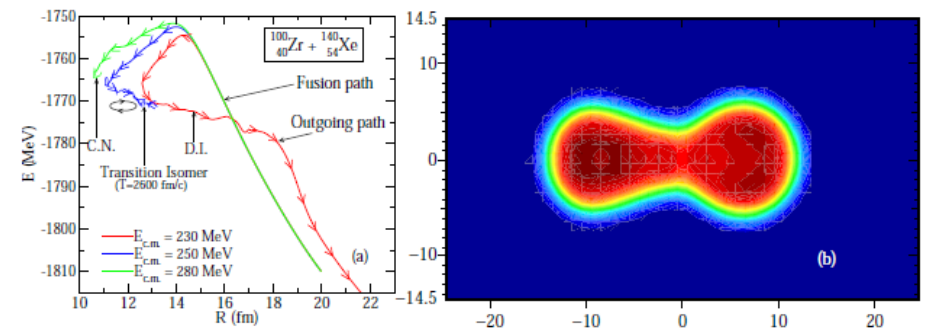


Figure 1.

(a) Ion-ion potential for the ${}^{100}\text{Zr} + {}^{140}\text{Xe}$ system at three different energies.

(b) New shape isomer of ${}^{240}\text{Pu}$ found from the transition state.

Umar-Oberacker-Maruhn-Reinhard J. Phys. (2010)

Fission アイソマーを density-constraint をかけて見出す。

[5] 時間依存密度行列理論、時間依存 Green 関数理論

Tohyama-Umar, Phys. Lett. (2002); Phys. Rev. C (2002)

Huguet(Surrey)-Danielewicz(MSU)-Barker(MSU) ... 進行中

“beyond the mean-field” というしかるべき方向へ。

TDHF にあつづけていろいろと施すより、根本的に平均場をこえた枠組みを考えるほうが賢明かもしれない。

注) 高次相関以外の問題はそれでも残る! ?

[*] TDHF による核構造論 (線型応答など)

Nakatsukasa group (RIKEN and Tsukuba)

Ebata *et al.* Pairing (Canonical TDHFB → QRPA と比較)

Hashimoto *et al* Pairing (TDHFB)

Inakura *et. al* (Systematics)

Stevenson, Fracasso (サリー大, UK)

Full tensor in TDHF

Simenel, Avez, Chomaz et al.

Vibration coupling

Pairing,

まとめ

- 荷電平衡化という観点から、低エネルギー重イオン反応について、その機構と物理的意味について述べた。

応用として、エキゾティックな原子核の生成条件、多核子移行に対する制限がある。

- 元素の起源、存在限界を解明するということと関連して明らかにするとおもしろそうなこと、未解決なことが少なくない（例、サブバリアー核融合）。
- （方法論）反応と構造を統一的に議論するという方向性は理論がよいものになっていく上で必然的に思える。その一つとして、時間依存の枠組みで反応と構造を統一的に議論するという試みを位置づけることができる。時間依存の微視的枠組みに量子力学的な現象をのせきすることは、トンネル現象が問題であるように、多くのことが未解決。