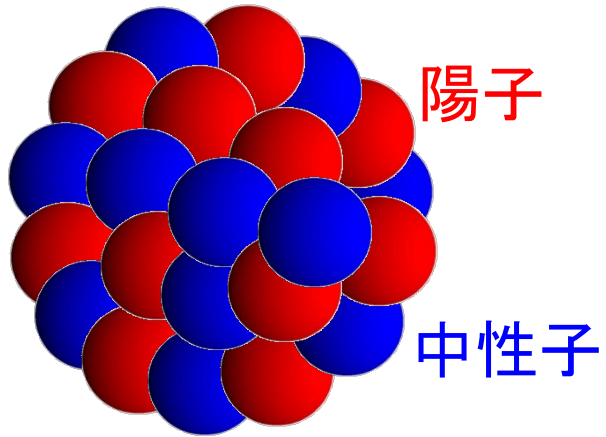


原子核反応について

原子核 = 強い相互作用をする粒子(ハドロン)
の集合体



粒子が**多体系**をつくることにより初めて現われる豊富で多様な物理現象の解明

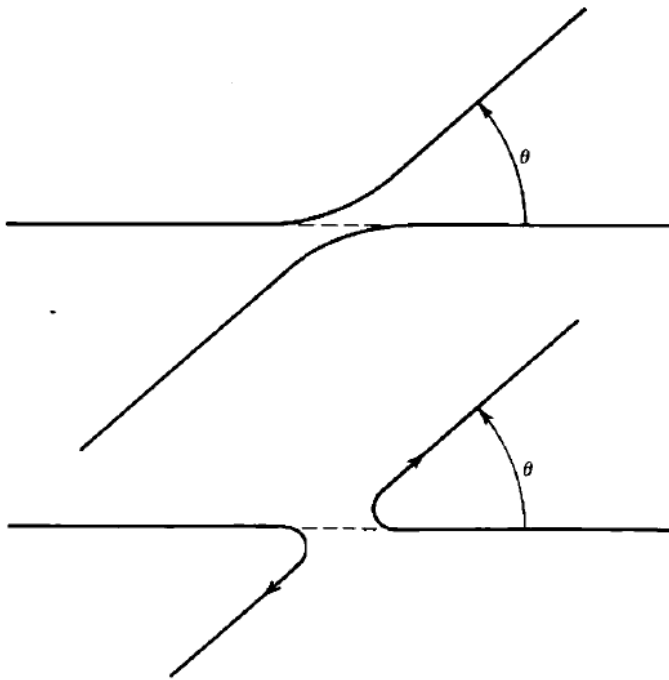
「量子多体論」

- そのような原子核2つが衝突するとどのようなことが起こるのか？
- 量子力学の具体的な応用

原子核反応にみる量子力学:Mott 散乱

同種粒子の散乱: $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ や p+p 散乱など

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma}{d\Omega} &= |f(\theta) \pm f(\pi - \theta)|^2 \\ &= |f(\theta)|^2 + |f(\pi - \theta)|^2 \pm f^*(\theta)f(\pi - \theta) \pm f(\theta)f^*(\pi - \theta)\end{aligned}$$



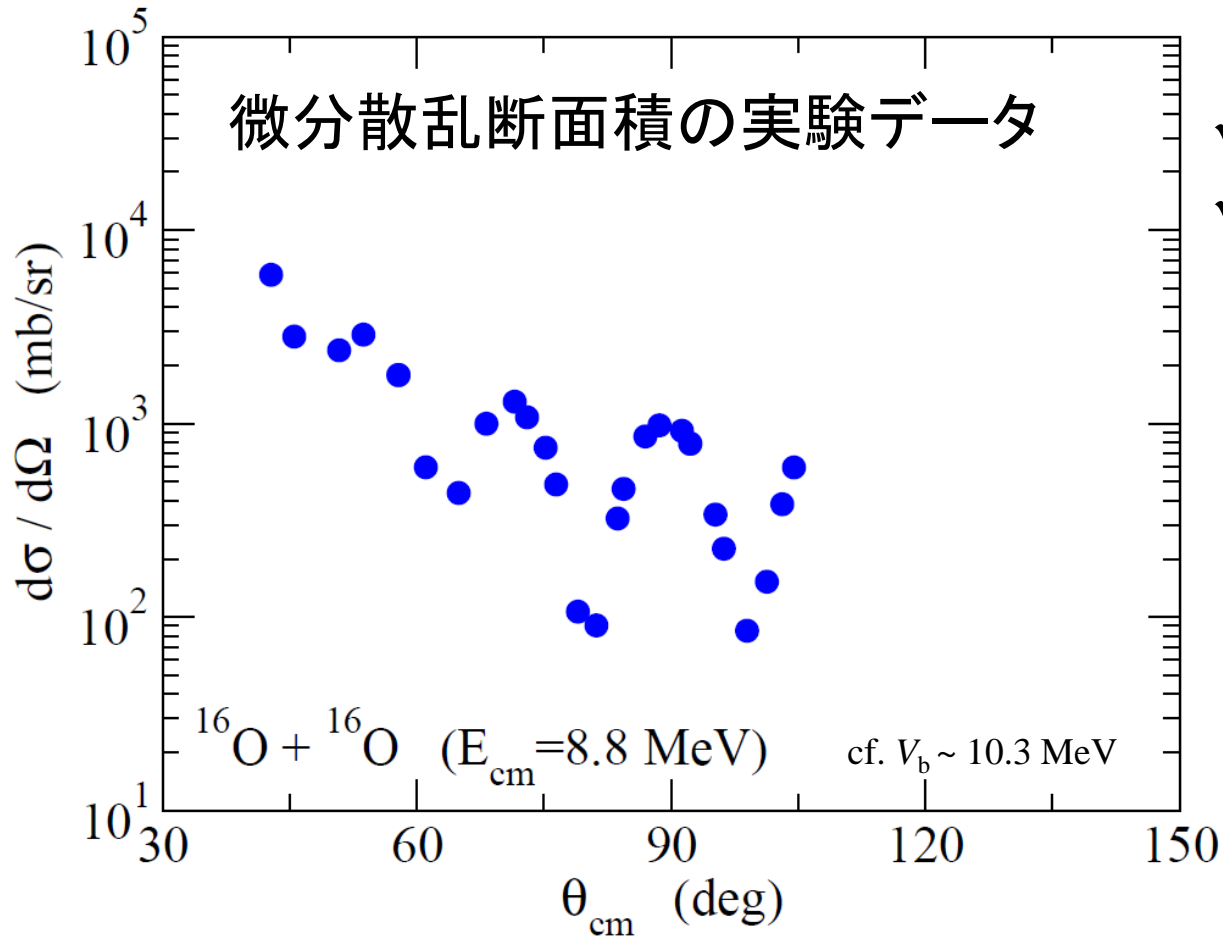
2つのプロセスは区別できない



量子力学では、
確率振幅を足してから2乗

→ 干渉

^{16}O 原子核による ^{16}O 原子核の弾性散乱

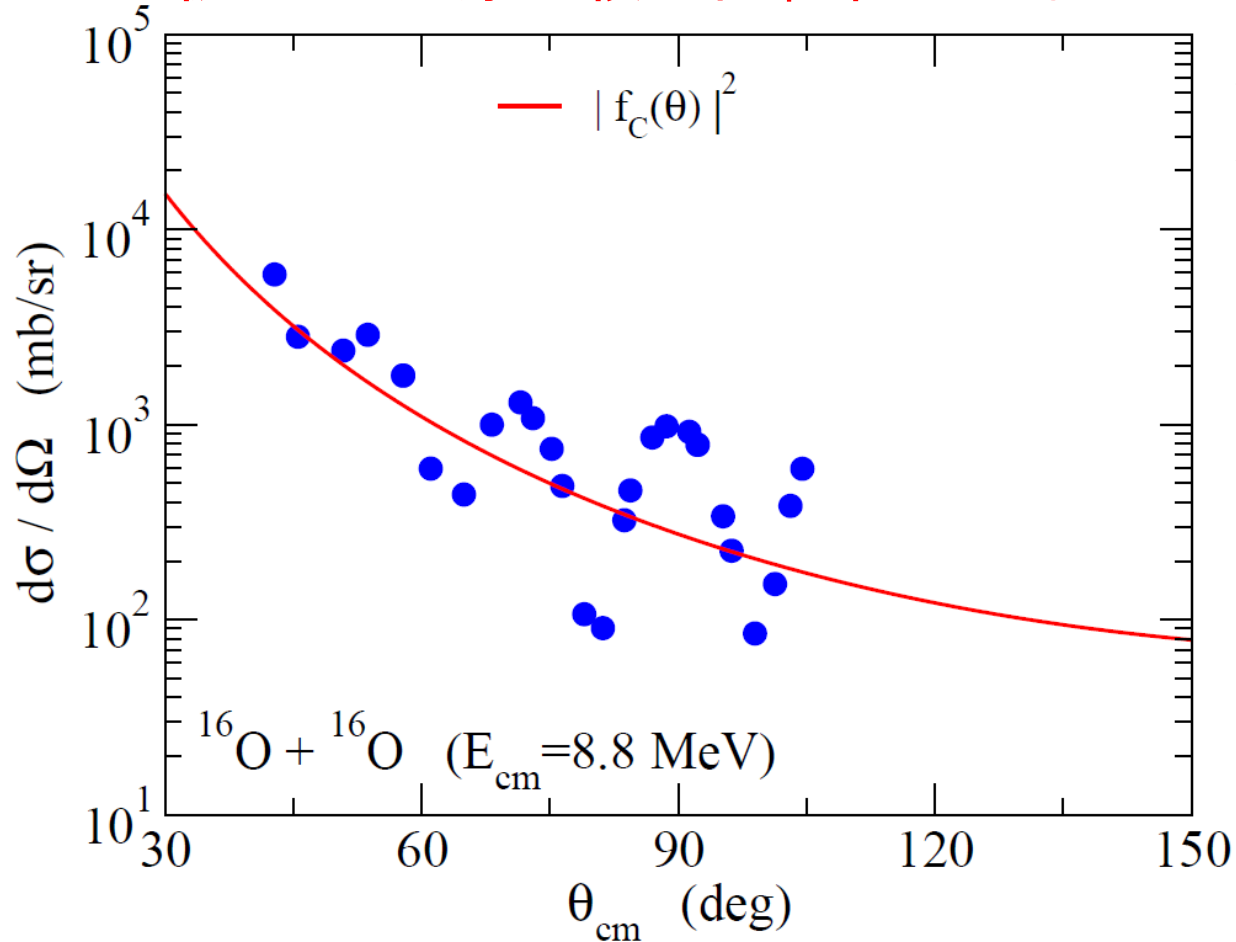


- ✓ (重心系で) 90度対称
- ✓ 振動パターン

D.A. Bromley et al.,
Phys. Rev. 123('61)878

^{16}O 原子核による ^{16}O 原子核の弾性散乱

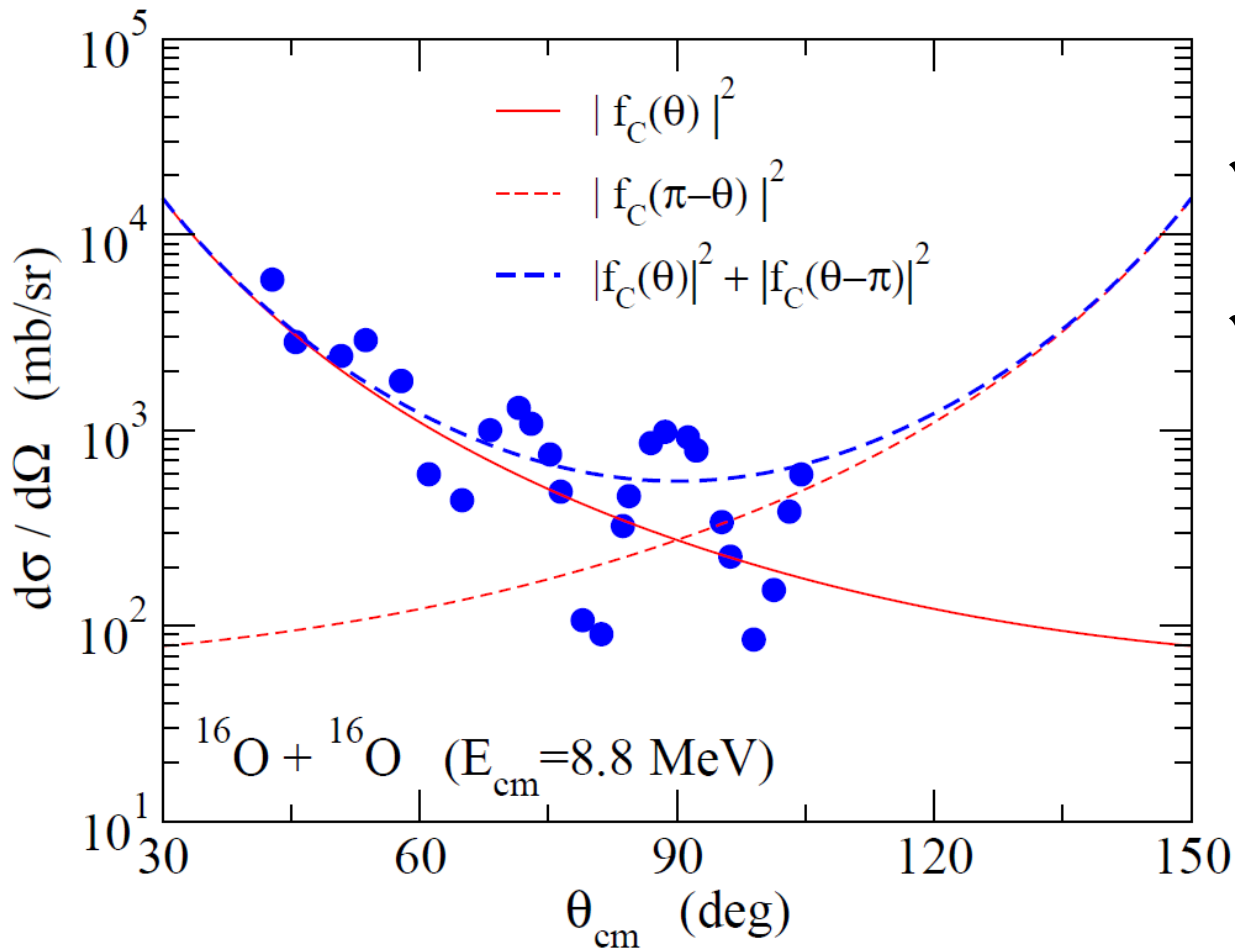
仮に2つの原子核が同種粒子でないとした場合



- ✓ (重心系で)90度対称
- ✓ 振動パターン
ともに説明不可

^{16}O 原子核による ^{16}O 原子核の弾性散乱

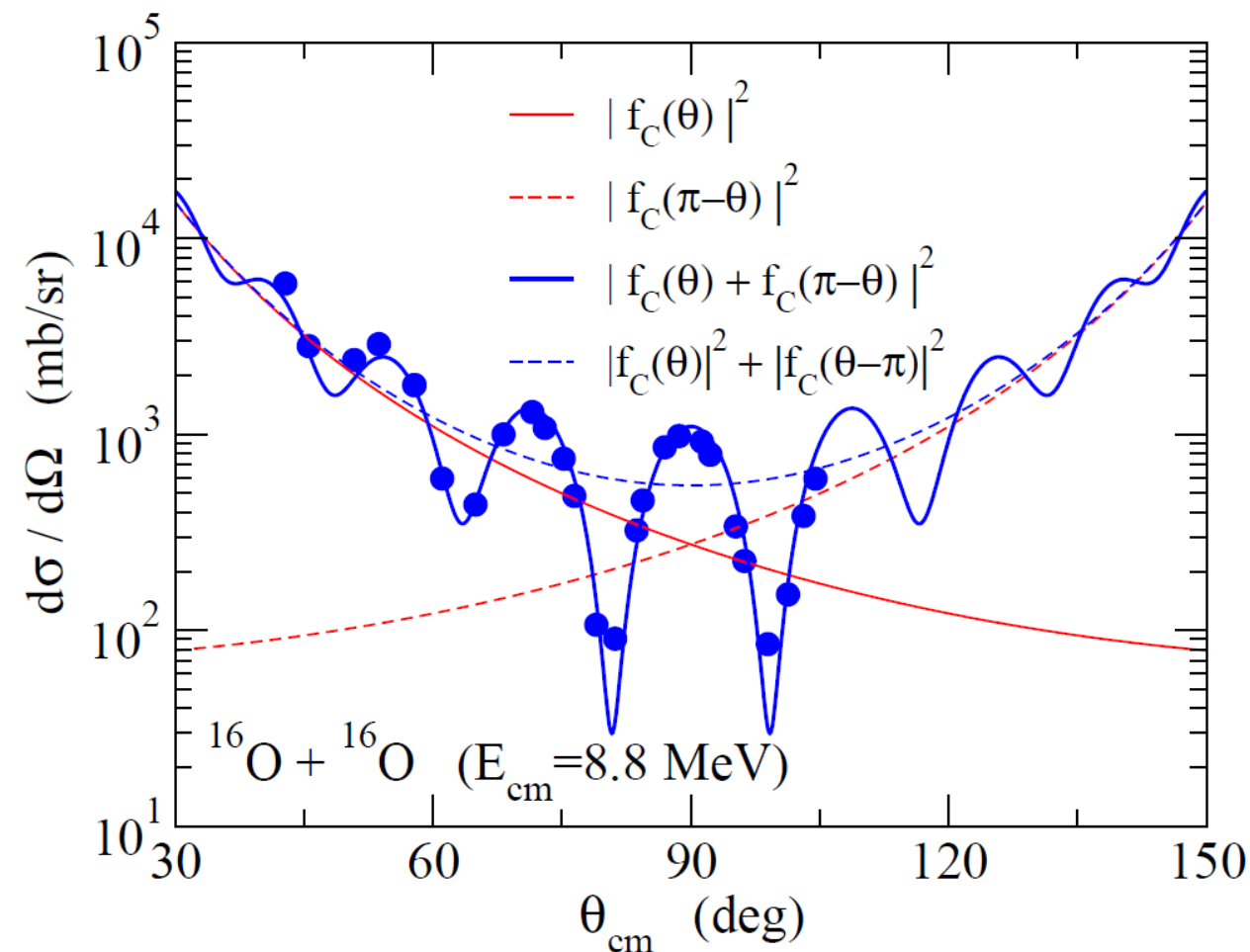
同種粒子であることは考慮するが「古典力学的に」足した場合
(2乗してから足す)



- ✓ (重心系で)90度対称はOKだが
- ✓ 振動パターンはダメ

^{16}O 原子核による ^{16}O 原子核の弾性散乱

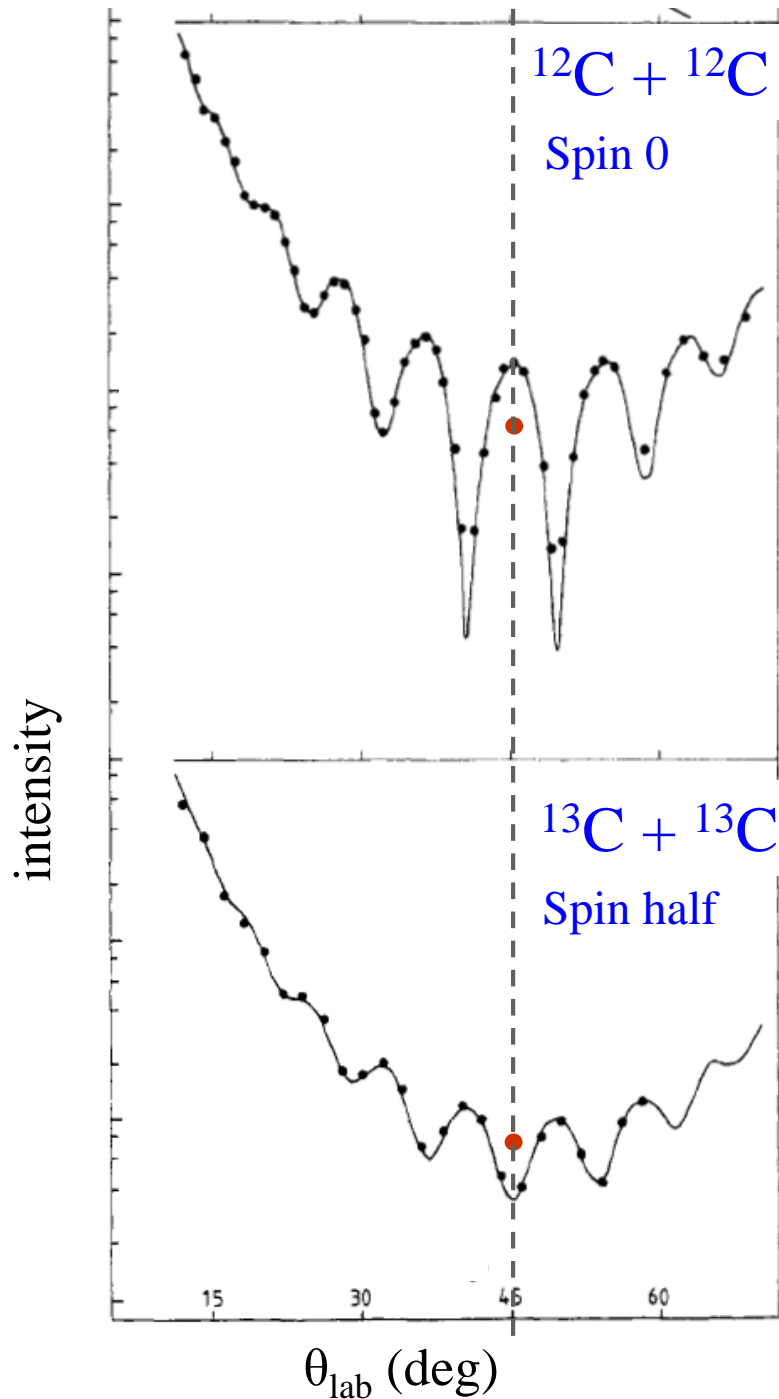
量子力学的に振幅を足してから2乗する場合



- ✓ (重心系で) 90度対称
- ✓ 振動パターン(干渉)

の両方ともOK

原子核が量子力学的な振る舞いをするよい例の一つ



$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= |f(\theta) \pm f(\pi - \theta)|^2 \\ &= |f(\theta)|^2 + |f(\pi - \theta)|^2 \\ &\quad \pm f^*(\theta)f(\pi - \theta) \pm f(\theta)f^*(\pi - \theta) \end{aligned}$$

同種ボゾン系

constructive interference

同種フェルミオン系

destructive interference

核反応論基礎：基本的概念と量子力学の復習

原子核の形や相互作用、励起状態の性質：衝突実験
cf. ラザフォードの実験 (α 散乱)

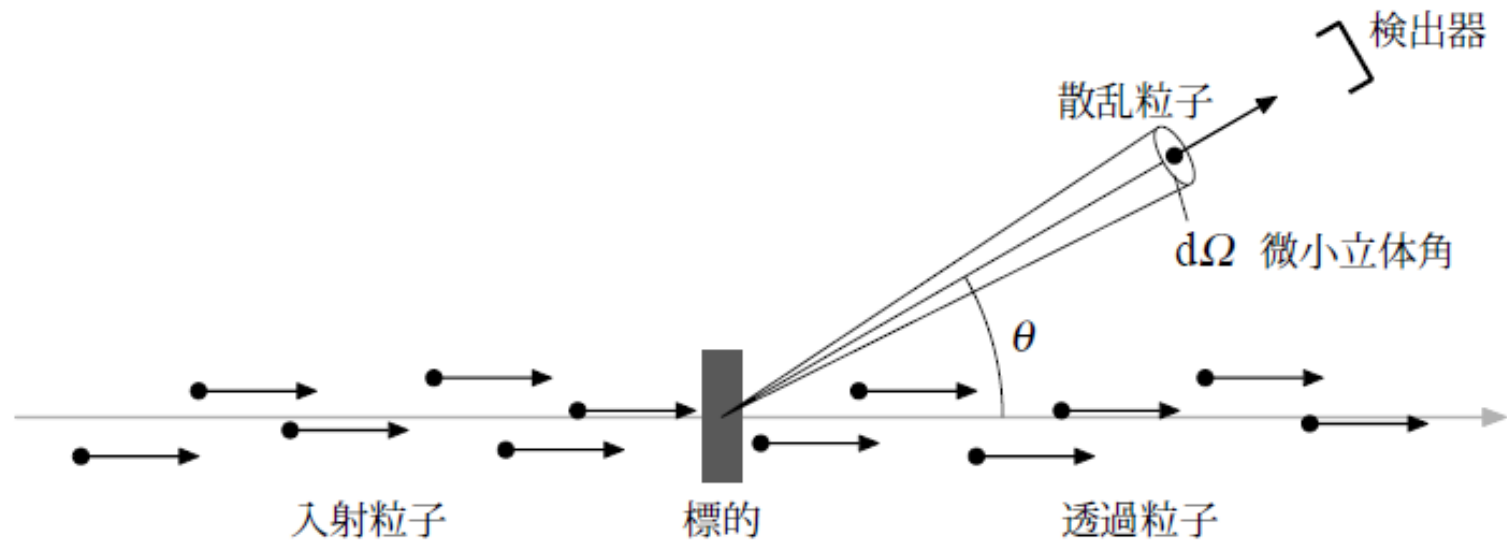
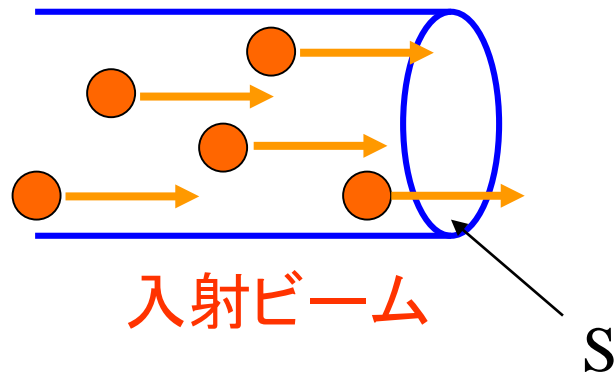


図 21.1: 散乱実験

http://www.th.phys.titech.ac.jp/~muto/lectures/QMII11/QMII11_chap21.pdf

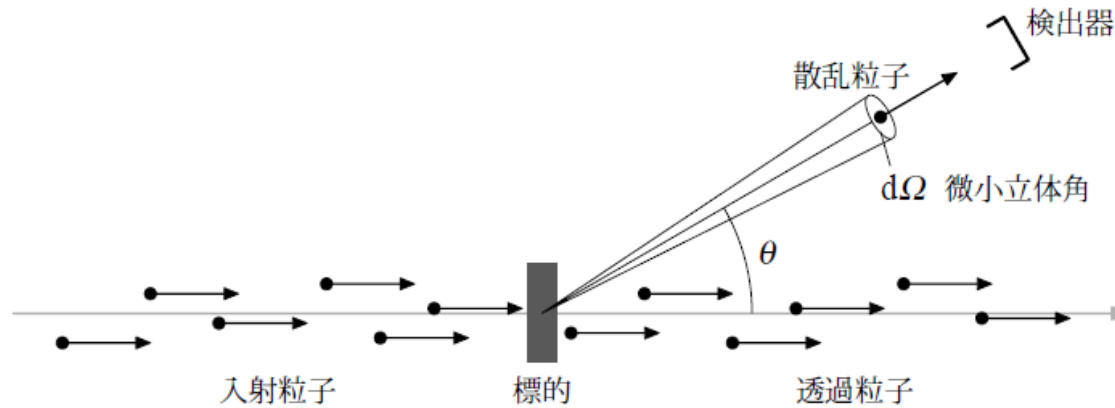
武藤一雄氏(東工大)

散乱断面積



フラックス(流束)
 = 単位時間に単位面積を通過する
 粒子の数

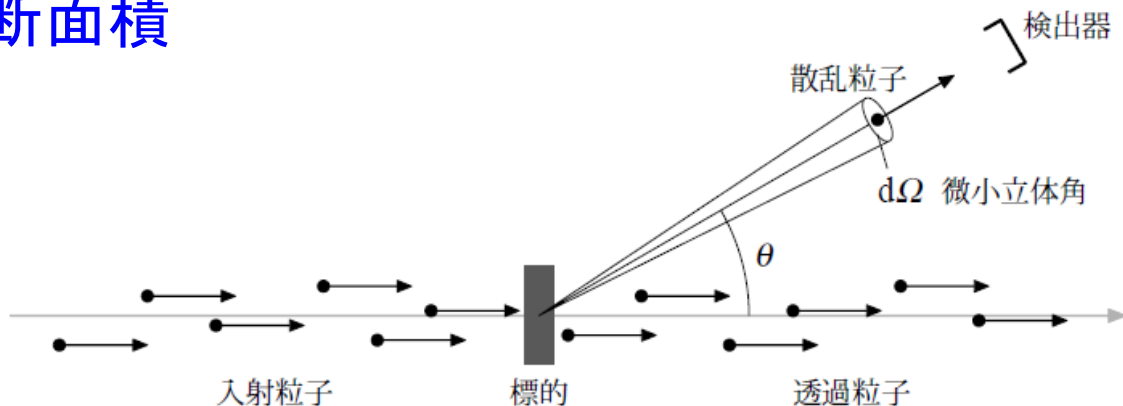
$$j = \rho_P \cdot v$$



イベント・レート (時間あたりイベントの起こる数)
 : 入射フラックスと標的核の数に比例

→ $R = N_T \cdot \sigma \cdot j$ 断面積

微分散乱断面積



イベント・レート（時間あたりイベントの起こる数）

: 入射フラックスと標的核の数に比例

$$\longrightarrow R = N_T \cdot \sigma \cdot j$$

断面積

微分散乱断面積（角度分布）

$$dR(\theta, \phi) = N_T \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot j \cdot d\Omega \quad \sigma = \int d\Omega \frac{d\sigma}{d\Omega}$$

単位: 1 barn = 10^{-24} cm² = 100 fm² (1 mb = 10^{-3} b = 0.1 fm²)

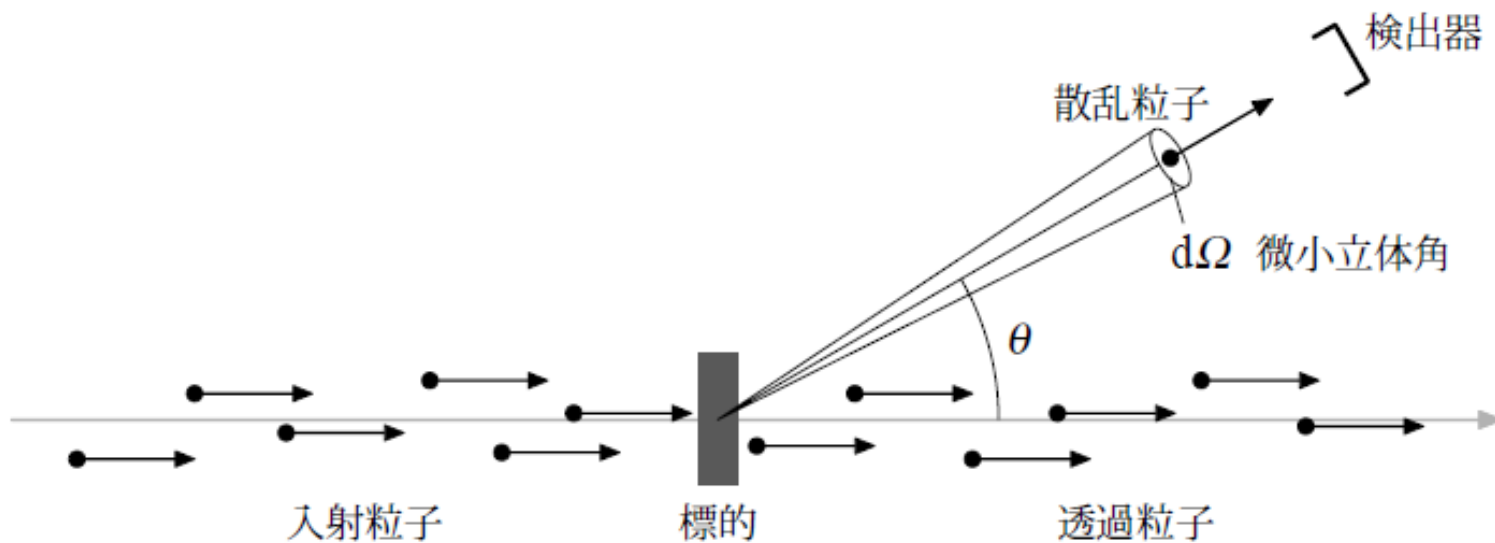


図 21.1: 散乱実験

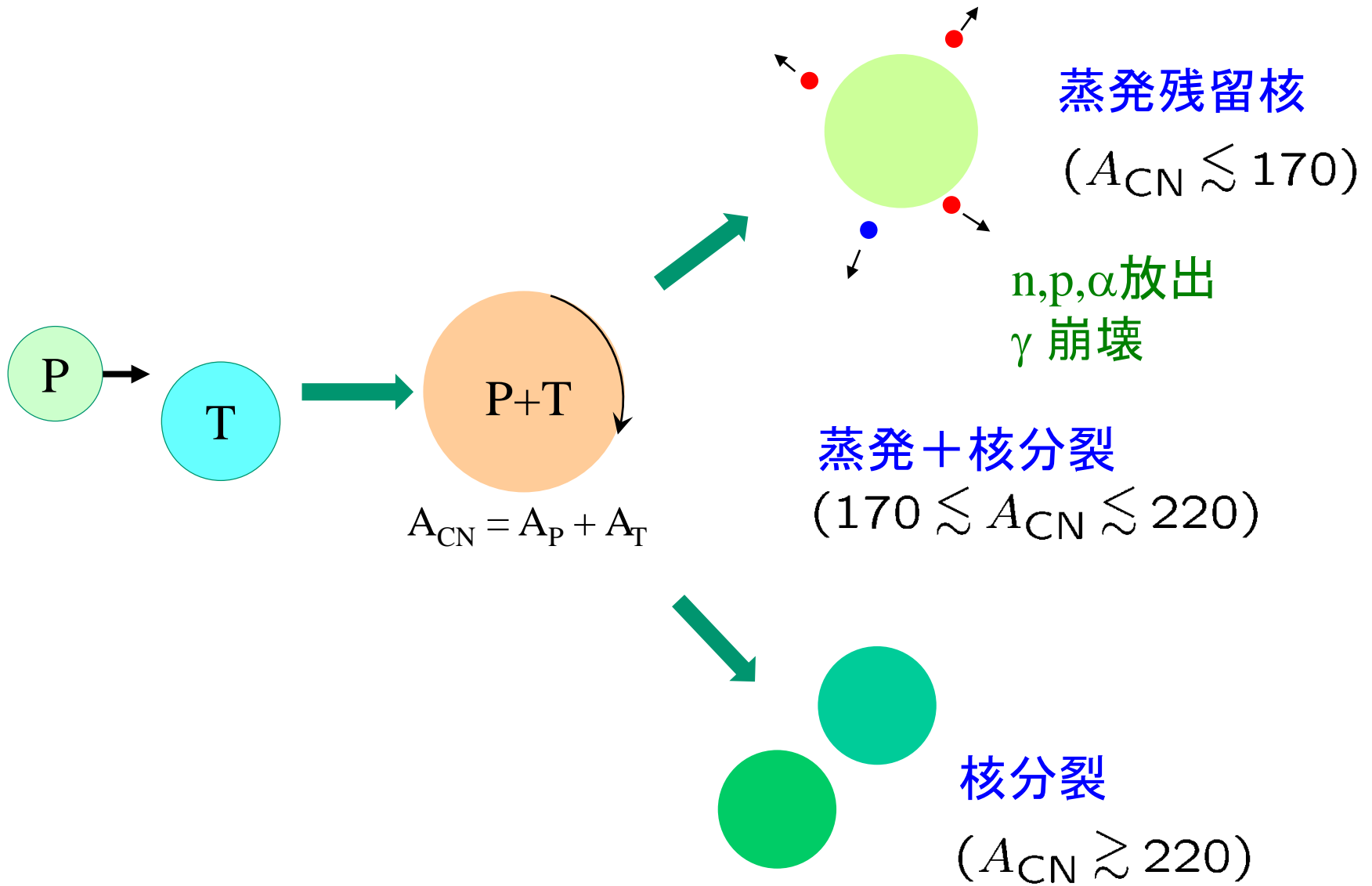
点粒子の散乱:
弾性散乱のみ



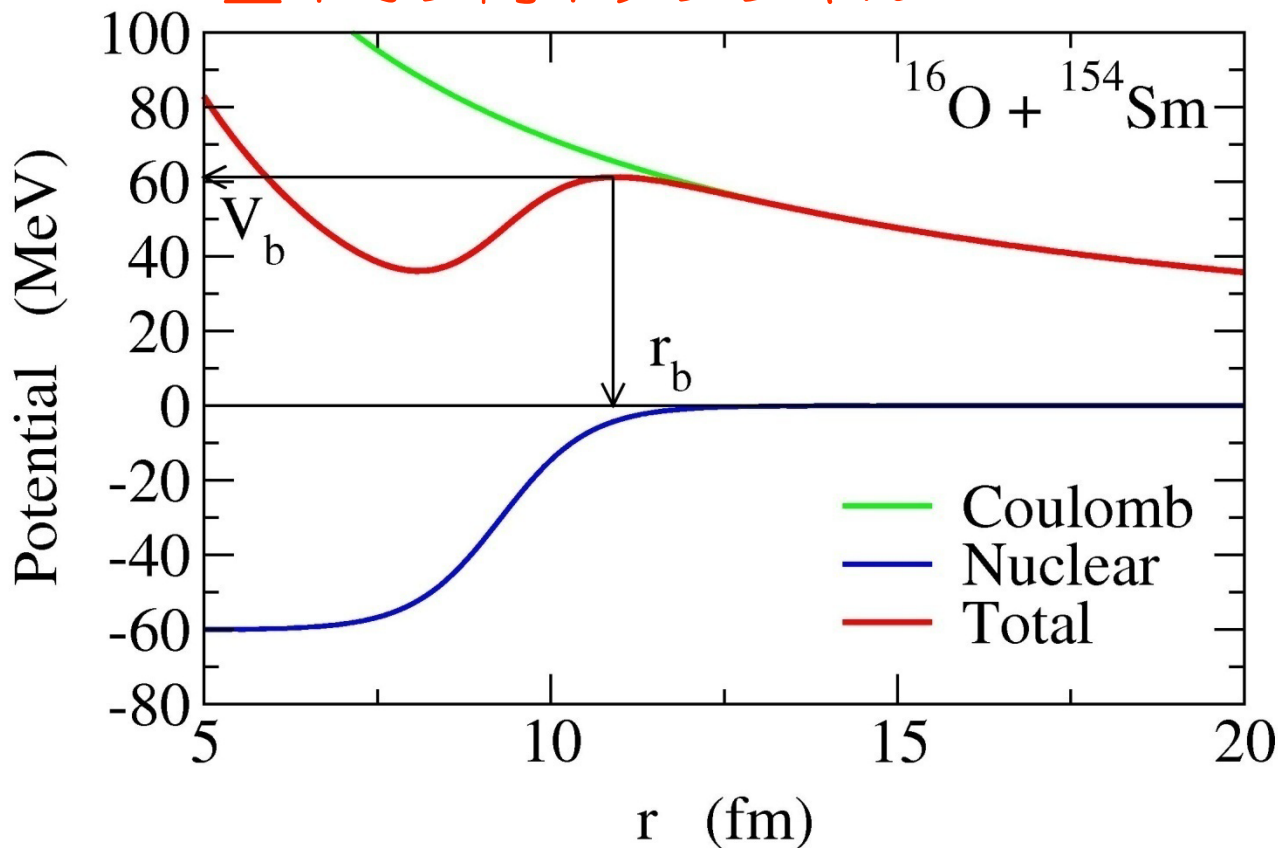
複合粒子の反応プロセス

- 弾性散乱
- 非弾性散乱
- 粒子移行
- 複合粒子形成(核融合)

核融合反応：複合核生成反応



重イオン間ポテンシャル



2つの力:

1. クーロン力
長距離斥力
2. 核力
短距離引力

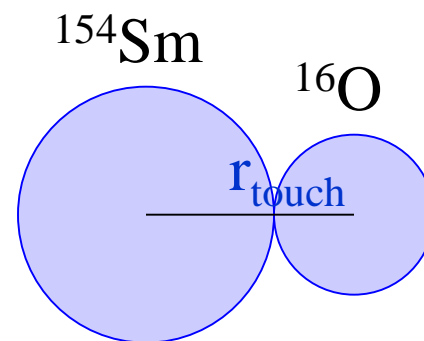
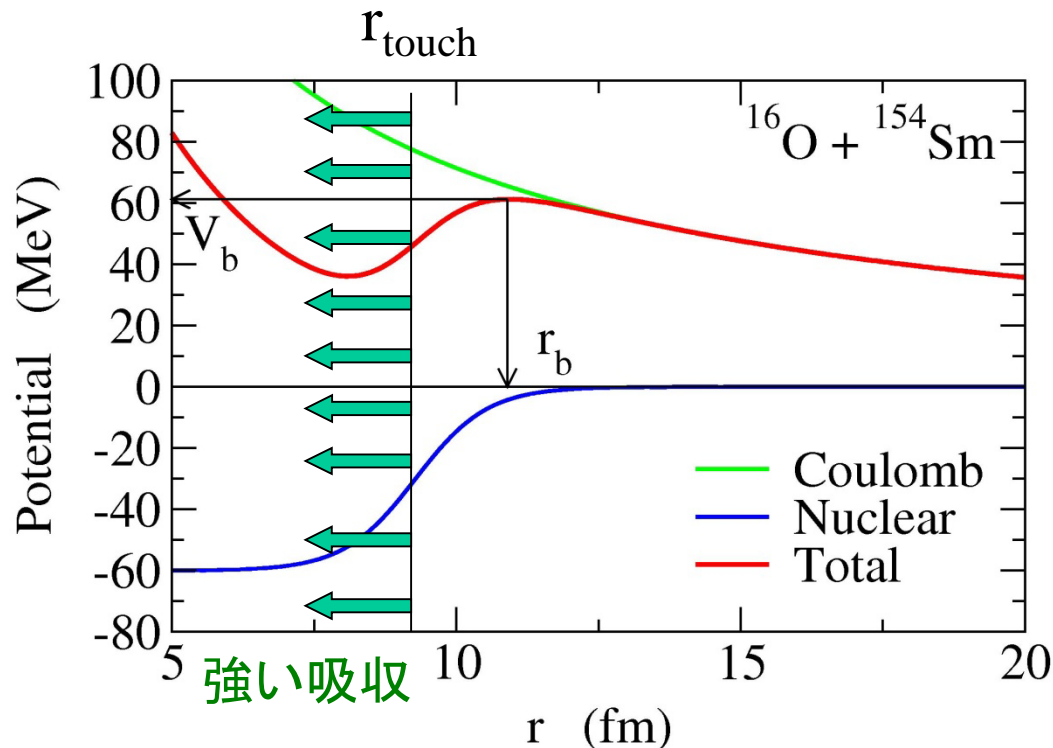


両者の打ち消しあいによりポテンシャル障壁が形成
(クーロン障壁)

- クーロン障壁より高いエネルギー
- ➡ • クーロン障壁近傍のエネルギー (subbarrier energies)
- 極低エネルギー (deep subbarrier energies)

重イオン核融合反応

重イオン核融合反応の特徴: クーロン障壁内部での強い吸収

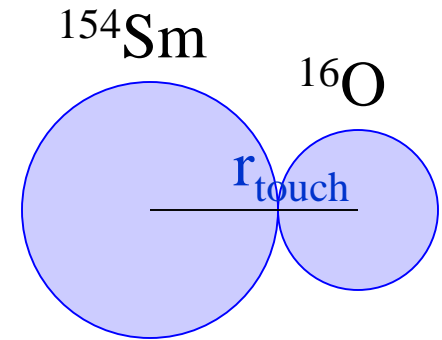
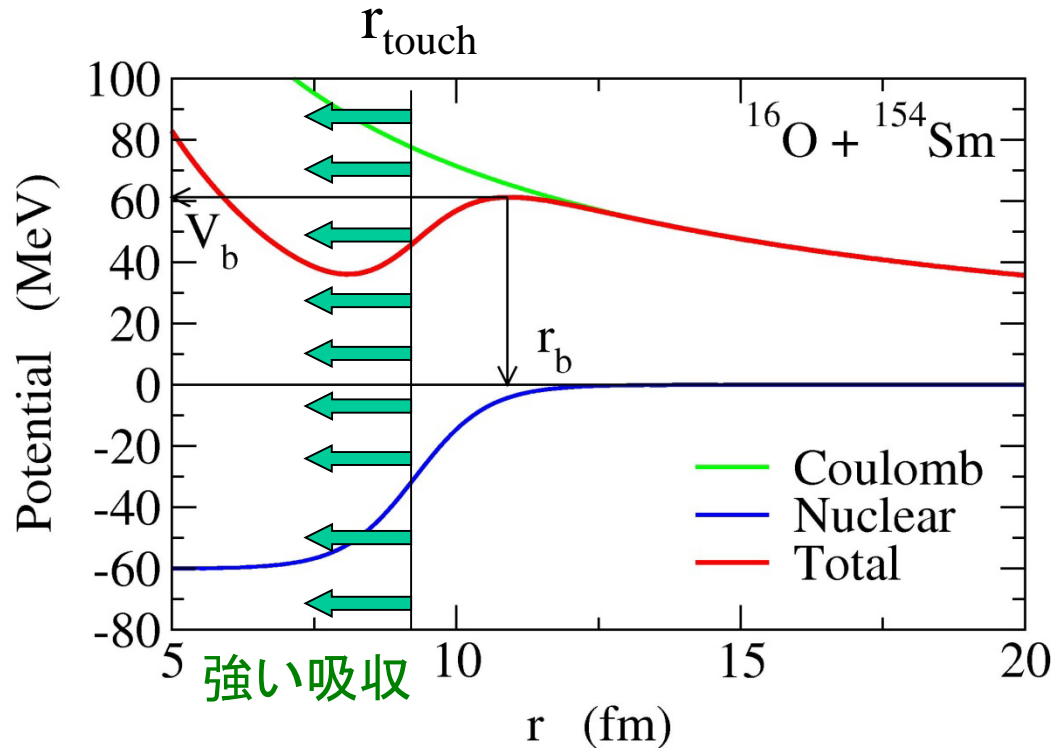


一度接触すると自動的に複合核を形成
(強い吸収の仮定)

(ただし、系が重くなるとこの仮定は正しくない)

$Z_1 * Z_2 > 1,600 \sim 1,800$ の系
(あとで)

核融合反応と量子トンネル効果



一度接触すると自動的に複合核を形成(強吸収の仮定)



核融合の確率

$= r_{\text{touch}}$ に到達する確率

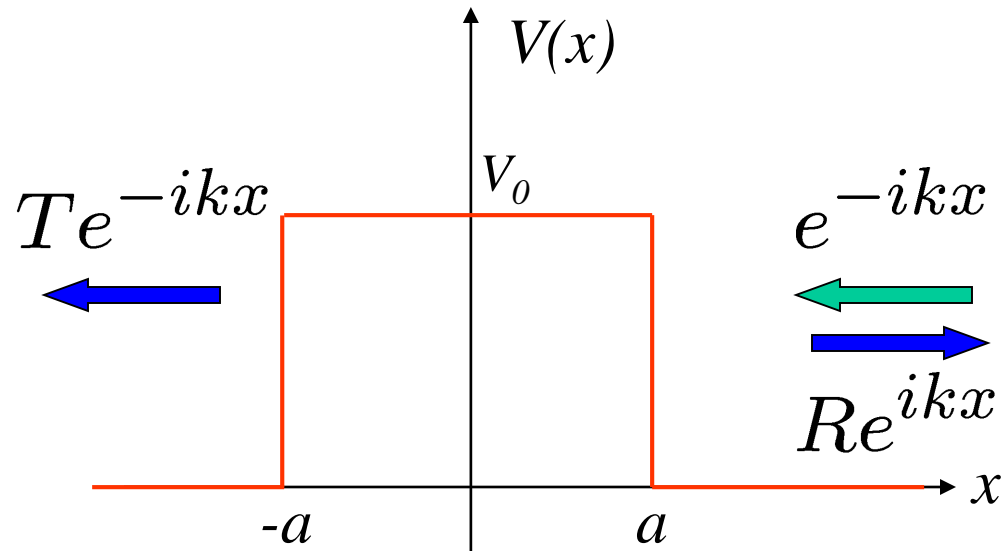


障壁の透過確率

$$\sigma_{\text{fus}}(E) = \frac{\pi}{k^2} \sum_l (2l + 1) P_l(E)$$

低エネルギーでは核融合反応はトンネル効果で起きる!

量子トンネル現象

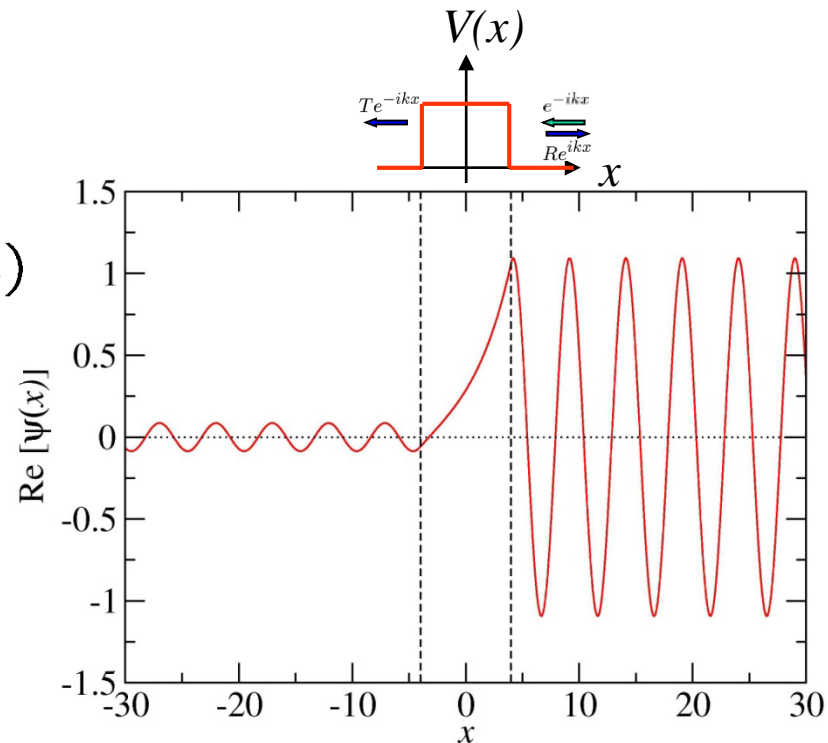


$$\begin{aligned}\psi(x) &= T e^{-ikx} & (x \leq -a) \\ &= A e^{-\kappa x} + B e^{\kappa x} & (-a < x < a) \\ &= e^{-ikx} + R e^{ikx} & (x \geq a)\end{aligned}$$

$$k = \sqrt{2mE/\hbar^2}$$

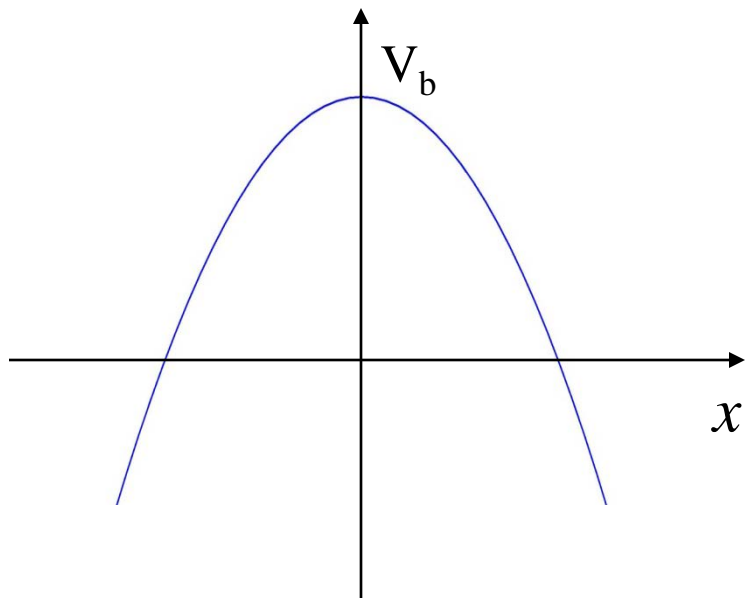
$$\kappa = \sqrt{2m(V_0 - E)/\hbar^2}$$

トンネル確率: $P(E) = |T|^2$

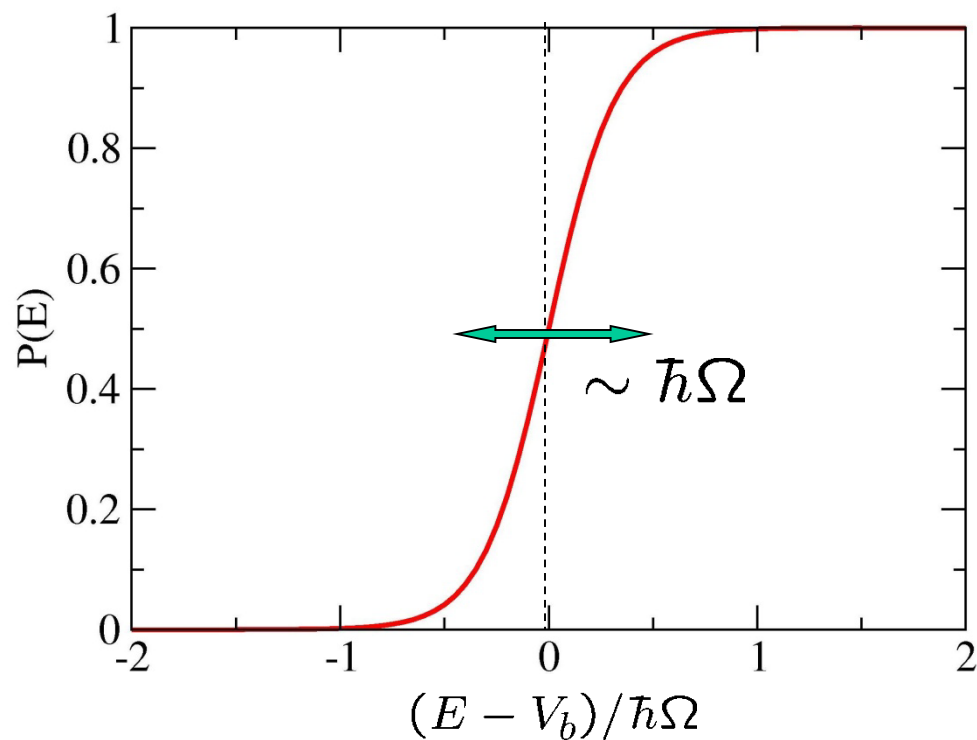


放物線障壁だと.....

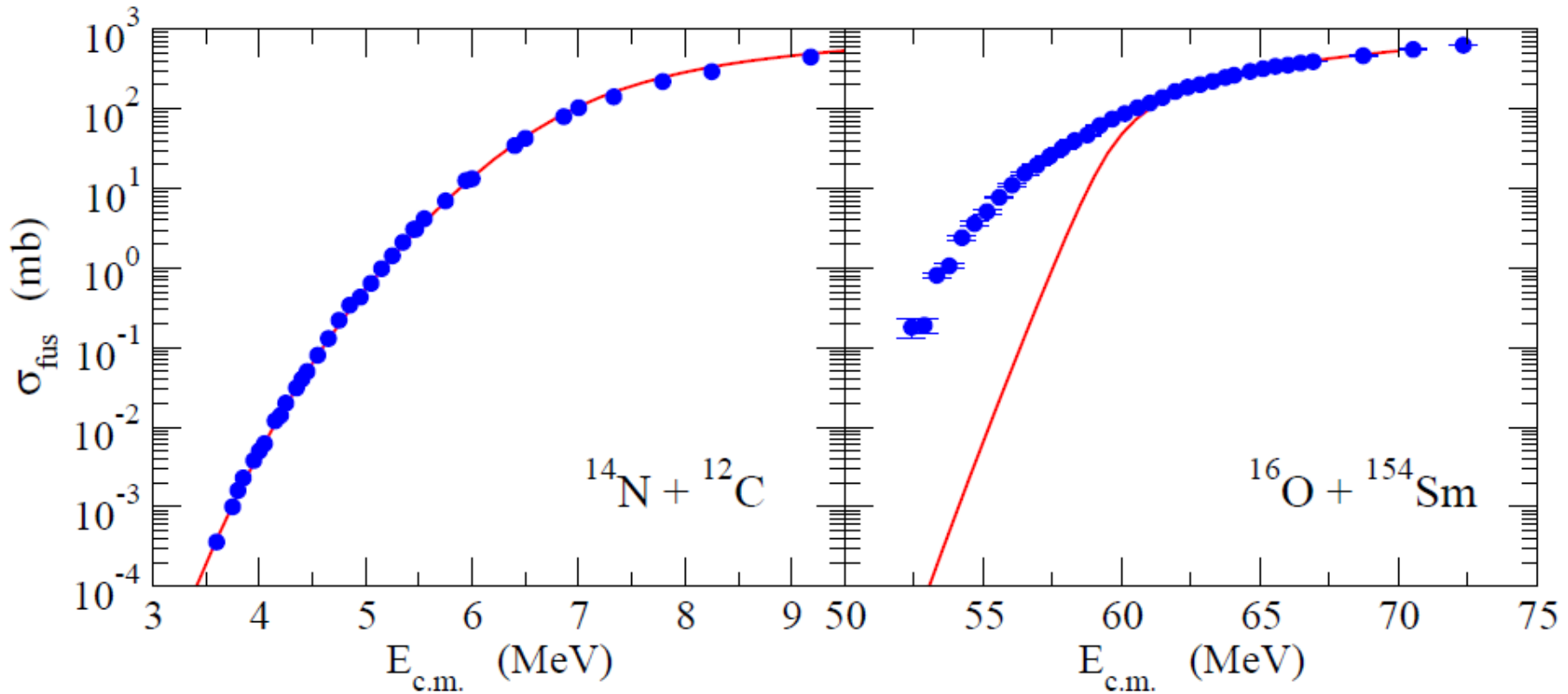
$$V(x) = V_b - \frac{1}{2}m\Omega^2 x^2$$



$$P(E) = \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{2\pi}{\hbar\Omega}(V_b - E)\right]}$$



2つの原子核に構造がないとして、適当なポテンシャルを用いて計算



単純なポテンシャル模型:

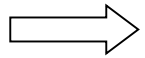
- 比較的軽い系では実験データを再現
- 系が重くなると過小評価(低エネルギー)

核融合反応に対する集団励起の影響: 回転の場合

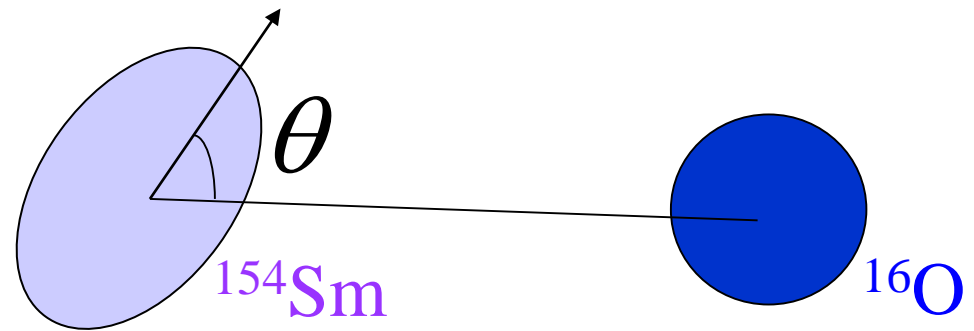
^{154}Sm の方向は反応中にほとんど変化しない

(note)

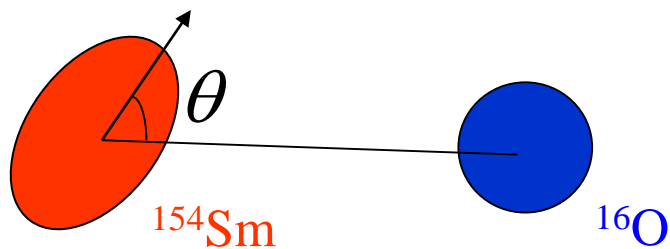
反応の初期は基底状態
(0^+ 状態)



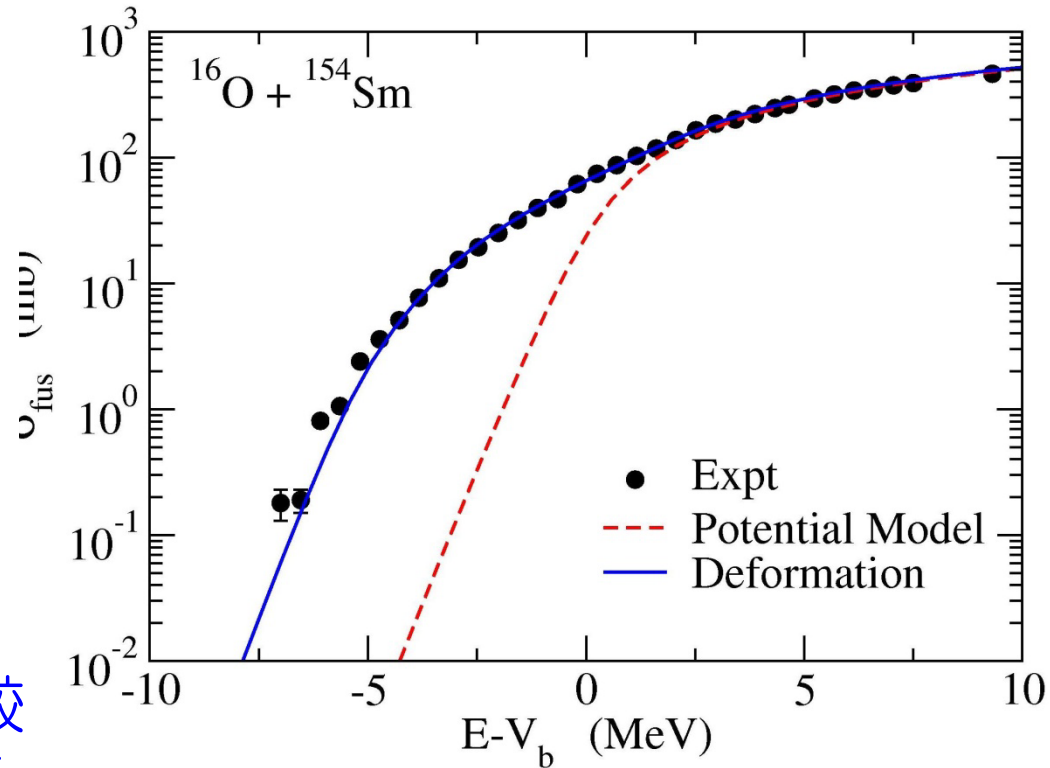
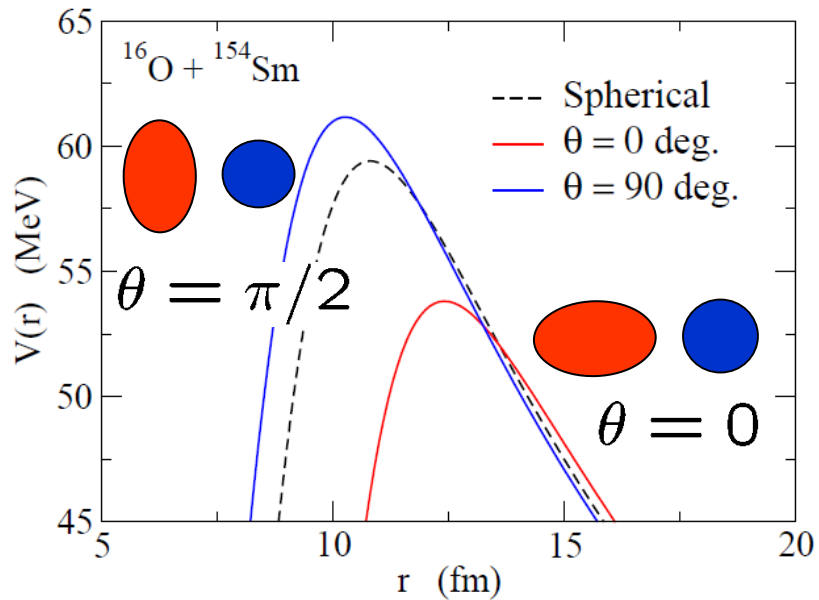
あらゆる方向が等確率
で混ざっている



$$\sigma_{\text{fus}}(E) = \int_0^1 d(\cos \theta) \sigma_{\text{fus}}(E; \theta)$$



$$\sigma_{\text{fus}}(E) = \int_0^1 d(\cos \theta) \sigma_{\text{fus}}(E; \theta)$$



$\theta = 0$ では引力の核力が比較的遠方から働くため障壁が下がる。

$\theta = \pi/2$ はその逆。近づかないと引力が働かないため障壁は上がる。

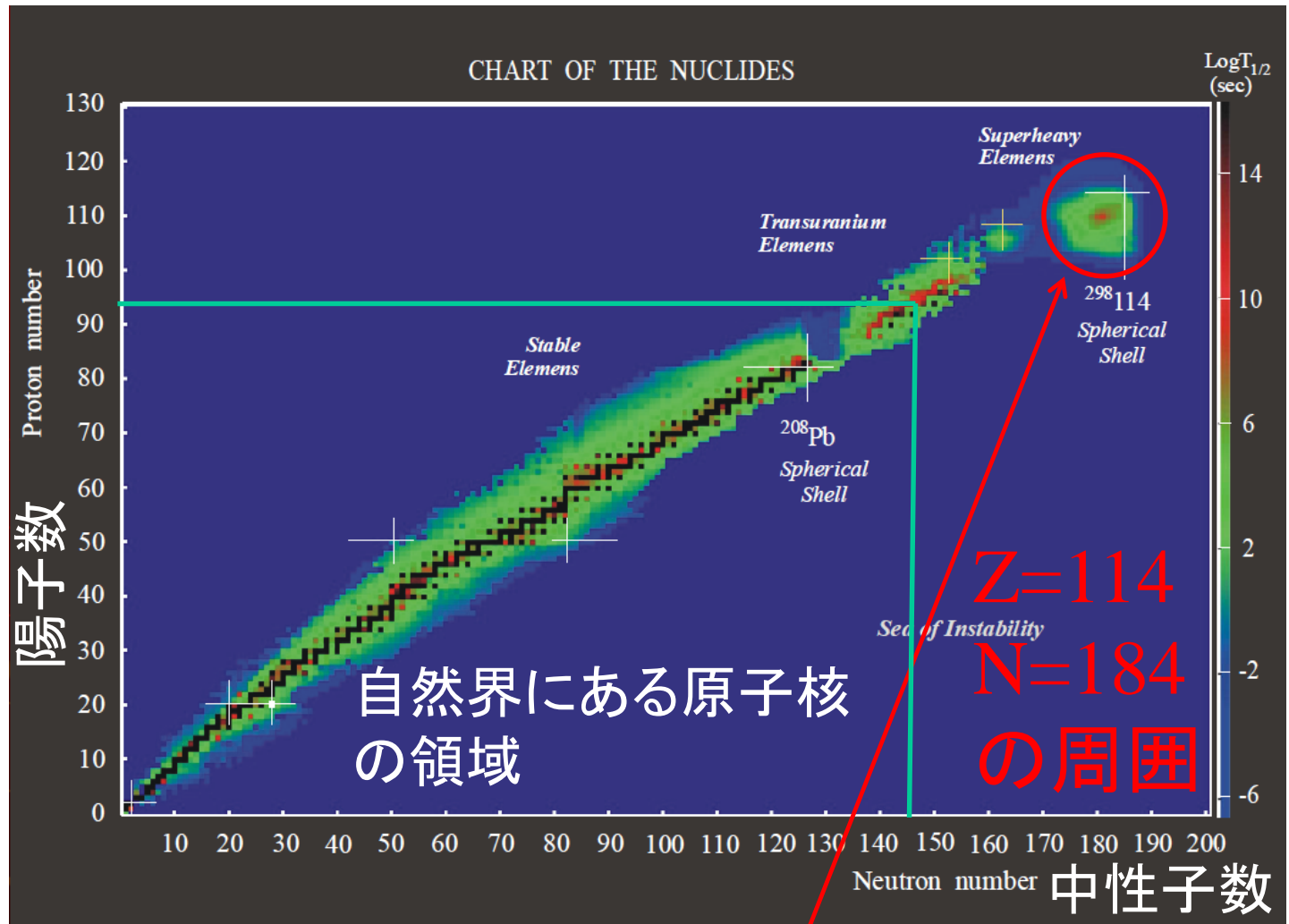
変形の効果: 核融合断面積が 10~100 倍増大

⇒ **核融合反応:** 核構造に対する興味深いプローブ

超重元素(超重原子核)

Group → ↓ Period	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
1	1 H																	2 He
2	3 Li	4 Be											5 B	6 C	7 N	8 O	9 F	10 Ne
3	11 Na	12 Mg											13 Al	14 Si	15 P	16 S	17 Cl	18 Ar
4	19 K	20 Ca	21 Sc	22 Ti	23 V	24 Cr	25 Mn	26 Fe	27 Co	28 Ni	29 Cu	30 Zn	31 Ga	32 Ge	33 As	34 Se	35 Br	36 Kr
5	37 Rb	38 Sr	39 Y	40 Zr	41 Nb	42 Mo	43 Tc	44 Ru	45 Rh	46 Pd	47 Ag	48 Cd	49 In	50 Sn	51 Sb	52 Te	53 I	54 Xe
6	55 Cs	56 Ba		72 Hf	73 Ta	74 W	75 Re	76 Os	77 Ir	78 Pt	79 Au	80 Hg	81 Tl	82 Pb	83 Bi	84 Po	85 At	86 Rn
7	87 Fr	88 Ra		104 Rf	105 Db	106 Sg	107 Bh	108 Hs	109 Mt	110 Ds	111 Rg	112 Cn	113 Uut	114 Fl	115 Uup	116 Lv	117 Uus	118 Uuo
Lanthanides	57 La	58 Ce	59 Pr	60 Nd	61 Pm	62 Sm	63 Eu	64 Gd	65 Tb	66 Dy	67 Ho	68 Er	69 Tm	70 Yb	71 Lu			
Actinides	89 Ac	90 Th	91 Pa	92 U	93 Np	94 Pu	95 Am	96 Cm	97 Bk	98 Cf	99 Es	100 Fm	101 Md	102 No	103 Lr			

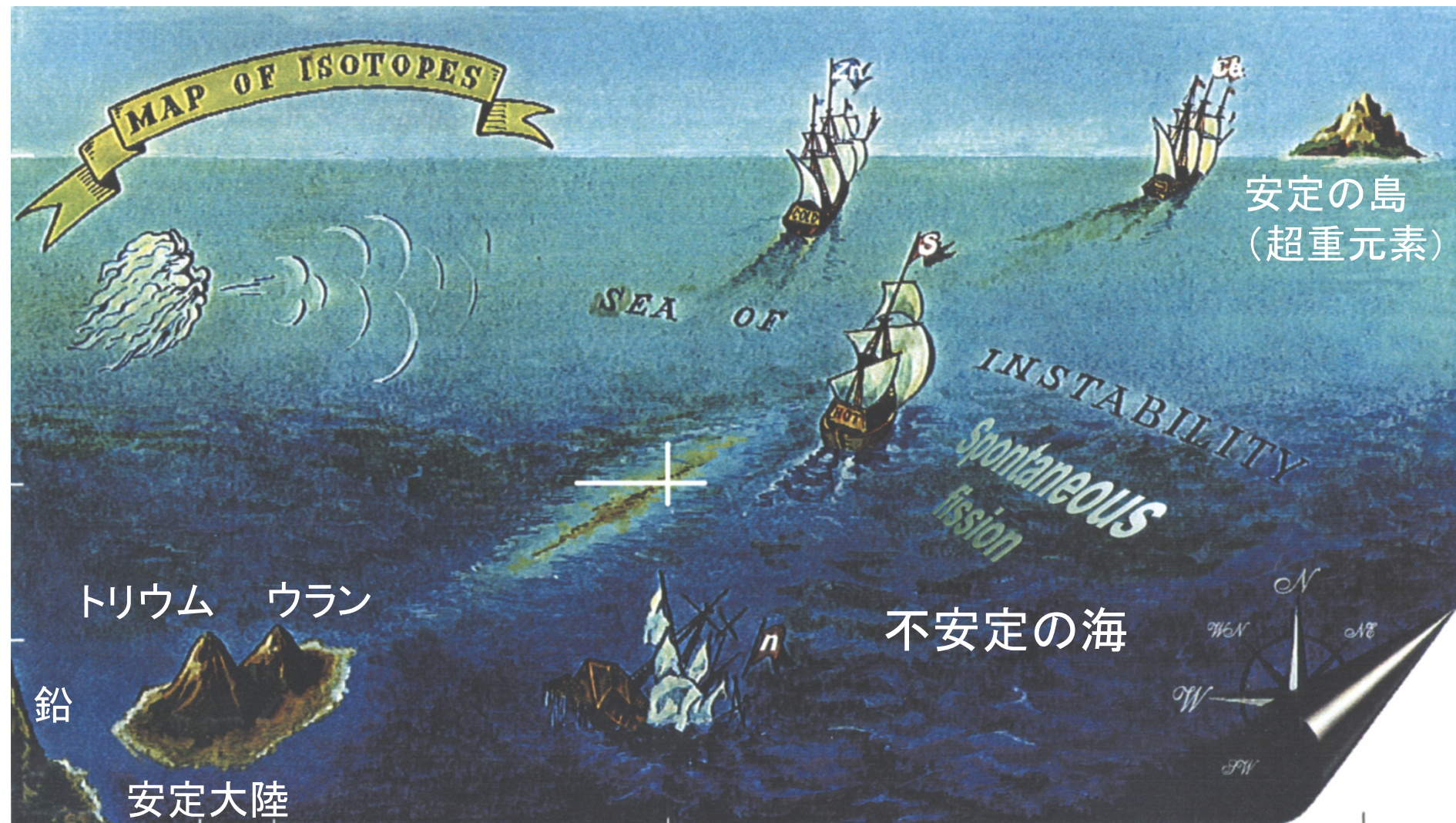
超重元素(超重原子核)



Yuri Oganessian

原子核の安定領域の理論的予言
(1966年: スビアテッキら)

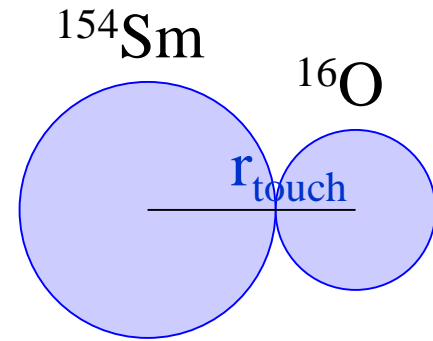
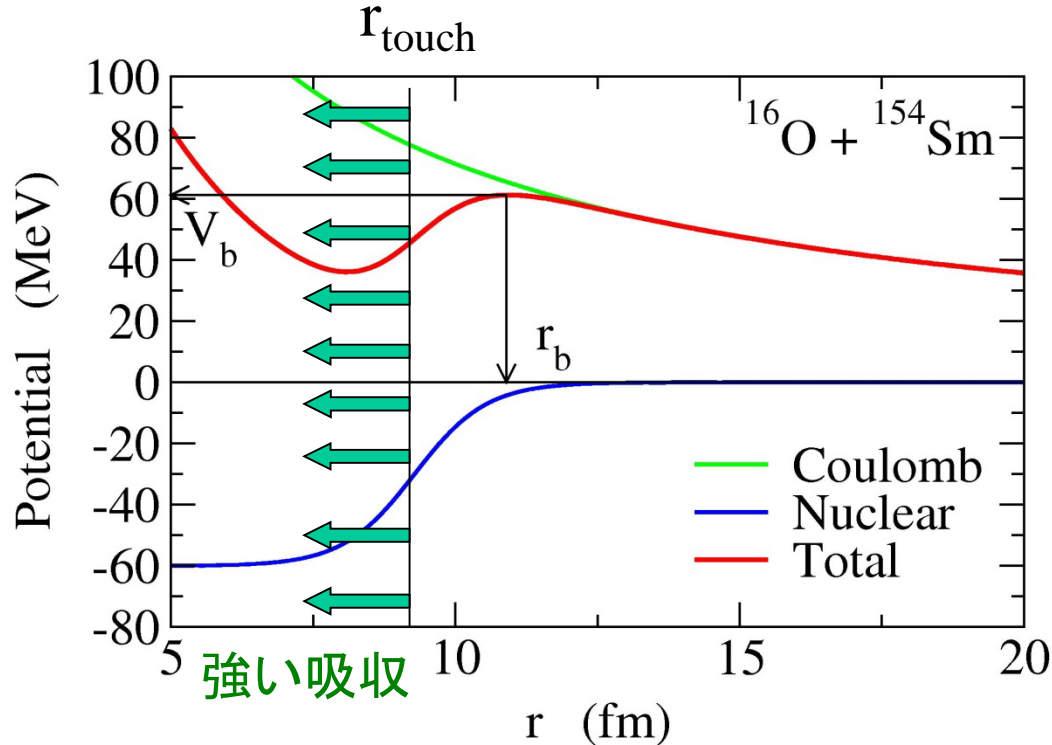
安定の島(超重元素)を目指して



Yuri Oganessian

超重核領域における重イオン核融合反応

➤ 中重核領域における核融合反応:

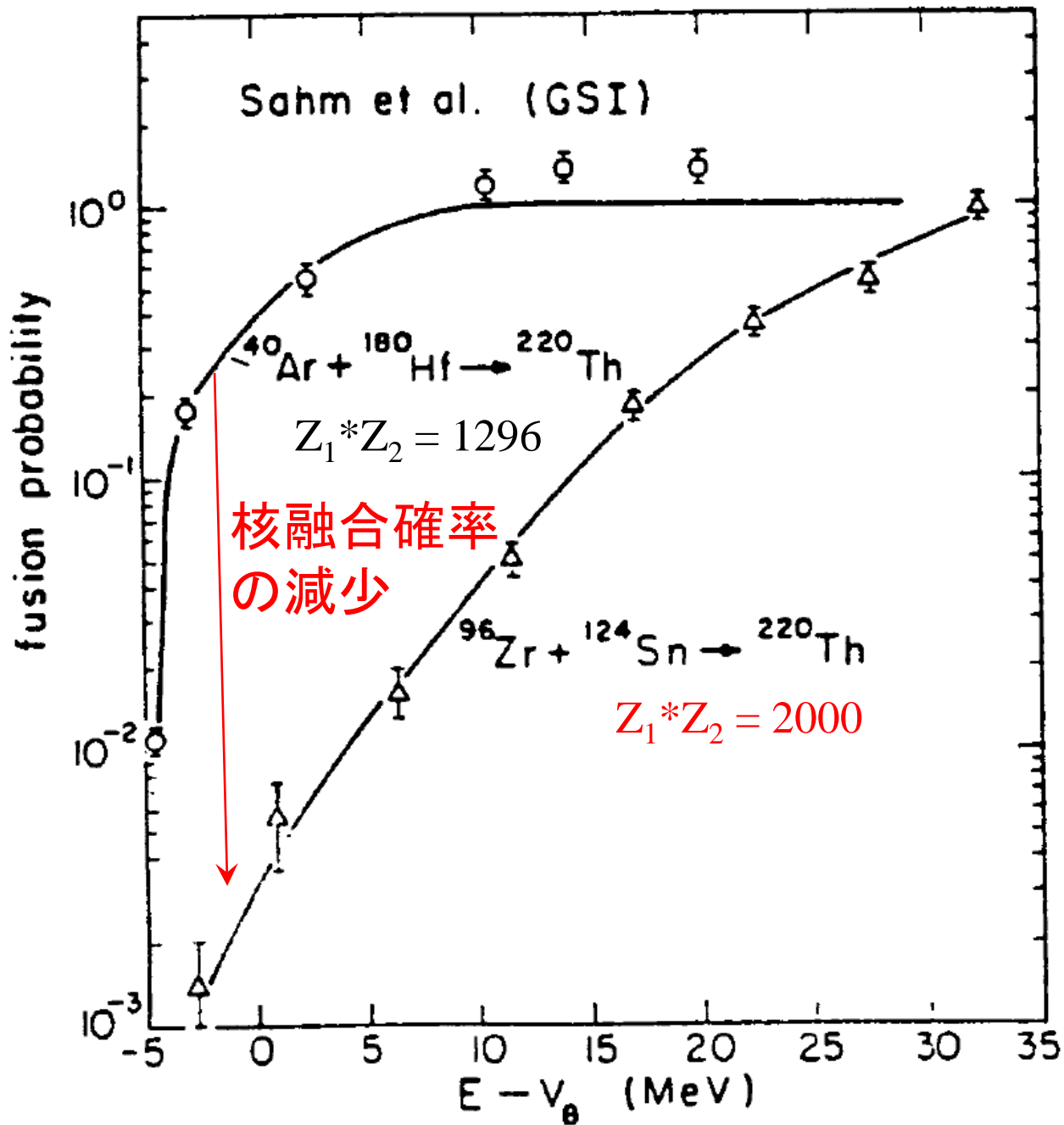


一度接触すると自動的に
複合核を形成
(強吸収の仮定)

➤ 重核・超重核領域における核融合反応:

接触しても大きな確率で離れてしまう(クーロン反発が強いため)

目安: $Z_1 * Z_2 > 1600 \sim 1800$ の系でこのようなことが起こる



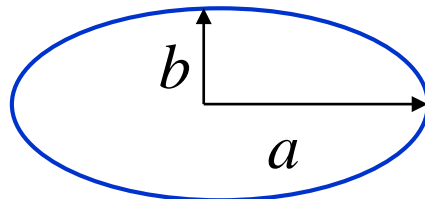
C.-C. Sahm et al.,
 Z. Phys. A319('84)113

(復習)

$$B(N, Z) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_C \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_{\text{sym}} \frac{(N - Z)^2}{A}$$

原子核を体積一定のまま変形してみる

例) 回転楕円体



$$a = R \cdot (1 + \epsilon)$$

$$b = R \cdot (1 + \epsilon)^{-1/2}$$

$$ab^2 = R^3 = \text{一定}$$

変形したときのエネルギー変化:

- 体積項、対称エネルギー項: 変化せず
 - クーロン項
 - 表面項
- } 変化

{ 表面項 → 球形になる傾向
クーロン項 → 変形になる傾向 } → 2つの力の競合

(復習)

□ 表面項

$$E_S(\epsilon) = \underbrace{\sigma}_{\text{表面張力}} \underbrace{\int_S dS}_{\text{表面積分}} \sim E_S^{(0)} \left(1 + \frac{2}{5}\epsilon^2 - \frac{4}{105}\epsilon^3 + \dots \right)$$

損

表面張力

表面積分

$$4\pi R^2 \sigma \propto A^{2/3}$$

$$E_S^{(0)} = +a_S A^{2/3}$$

□ クーロン項

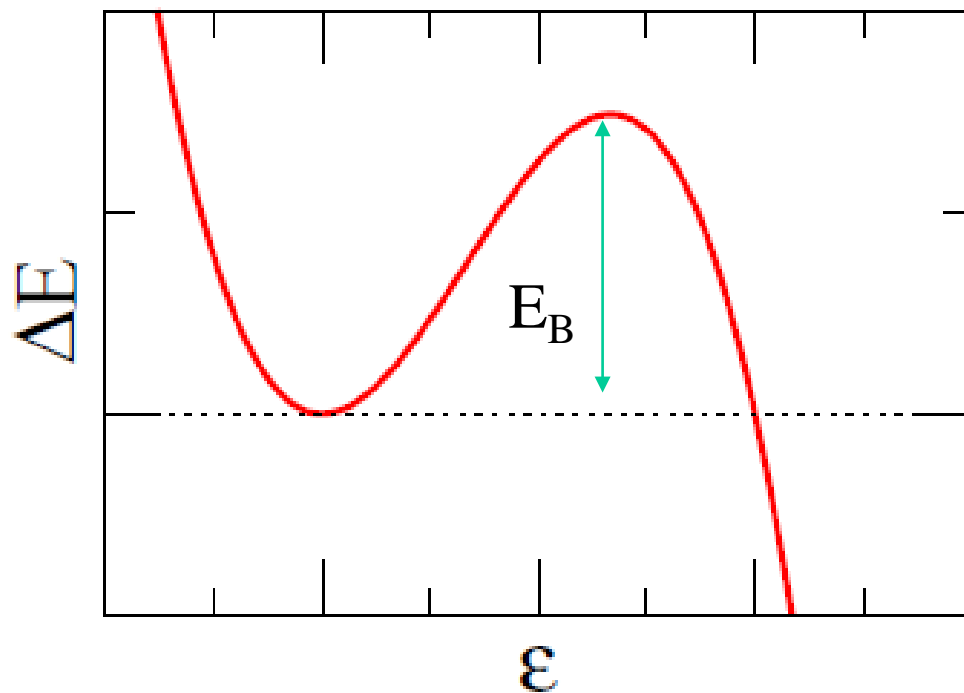
$$E_C(\epsilon) = \frac{1}{2} \int dr dr' \frac{e^2}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \rho(\mathbf{r}) \rho(\mathbf{r}') \\ \sim E_C^{(0)} \left(1 - \frac{1}{5}\epsilon^2 - \frac{4}{105}\epsilon^3 + \dots \right)$$

得

$$E_C^{(0)} = a_C Z(Z-1)/A^{1/3}$$

(復習)

$$\Delta E = E_S^{(0)} \left\{ \frac{2}{5}(1-x)\epsilon^2 - \frac{4}{105}(1+2x)\epsilon^3 + \dots \right\}$$



$$x \equiv \frac{E_C^{(0)}}{2E_S^{(0)}} = \frac{a_C}{2a_S} \cdot \frac{Z^2}{A} \sim \frac{1}{53.3} \cdot \frac{Z^2}{A}$$

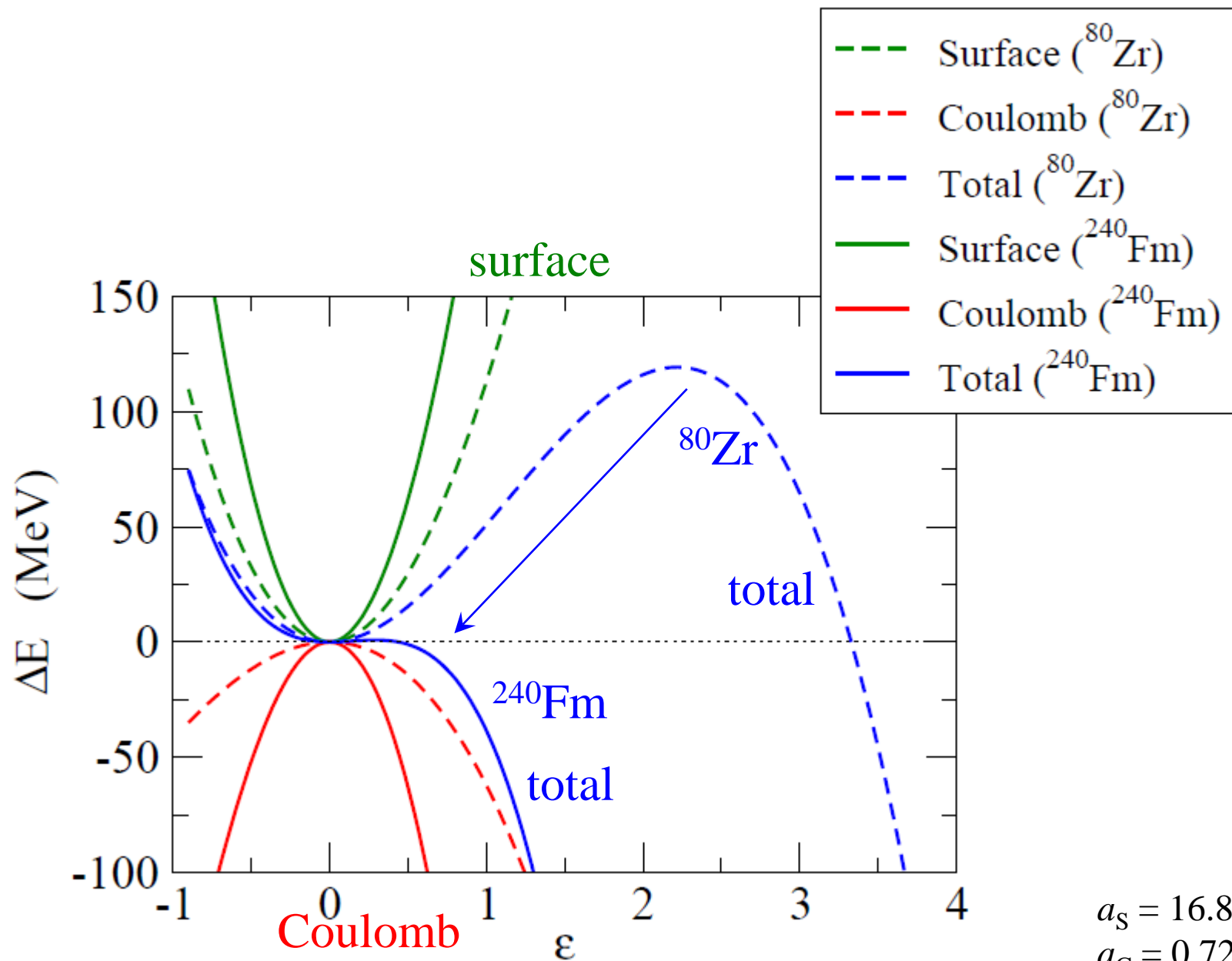
$$E_B = \frac{98}{15} \cdot \frac{(1-x)^3}{(1+2x)^2} \cdot E_S^{(0)}$$

$$\epsilon_B = 7 \cdot \frac{(1-x)}{(1+2x)}$$

重い核ほど障壁は低くなる

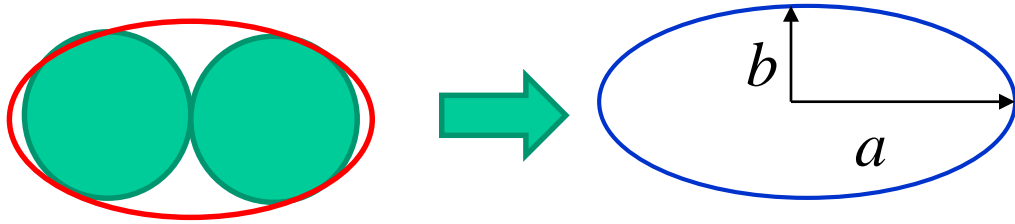
重い核ほど障壁での変形度は小さくなる

$^{80}_{40}\text{Zr}$ と $^{240}_{100}\text{Fm}$ の比較



$$a_s = 16.8 \text{ MeV}$$
$$a_c = 0.72 \text{ MeV}$$

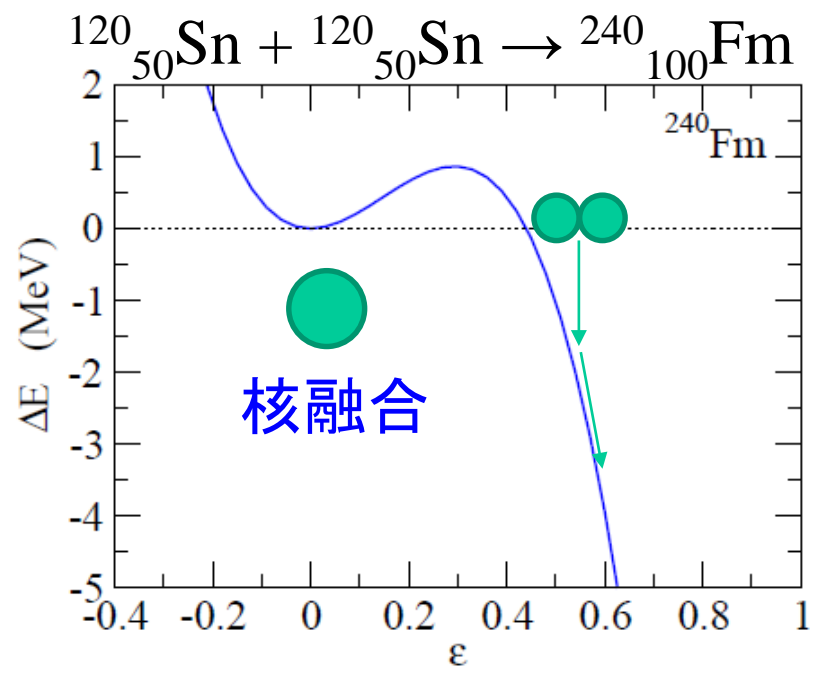
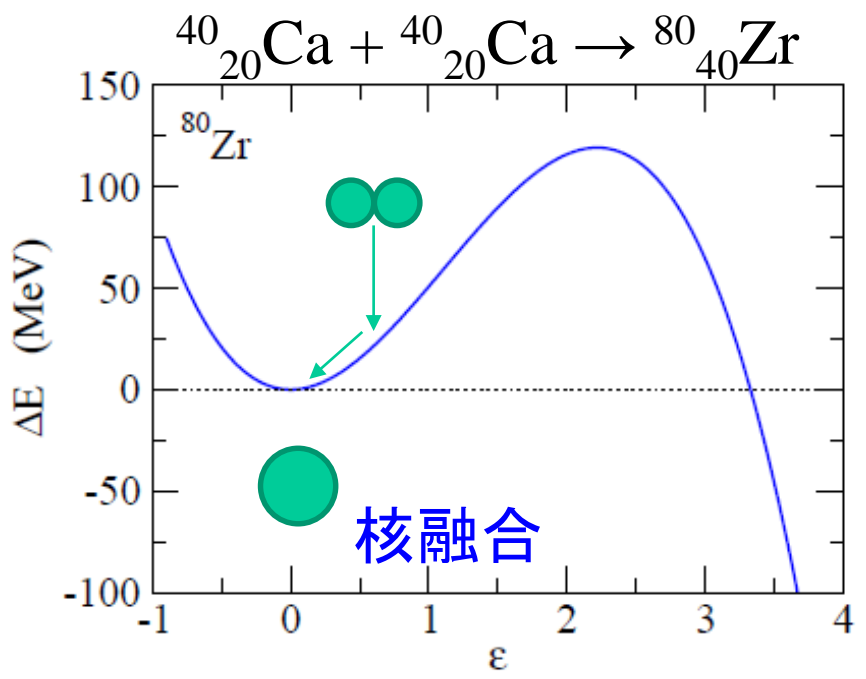
同じ原子核が接触すると:



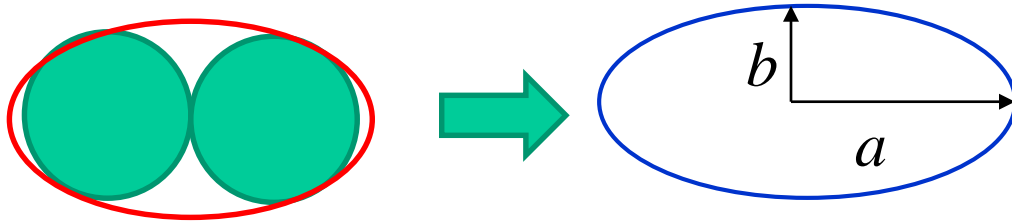
$$a = R_0 \cdot (1 + \epsilon)$$

$$b = R_0 \cdot (1 + \epsilon)^{-1/2}$$

$$\frac{a}{b} \sim \frac{2R}{R} = 2 \rightarrow \epsilon \sim 0.587$$



同じ原子核が接触すると:



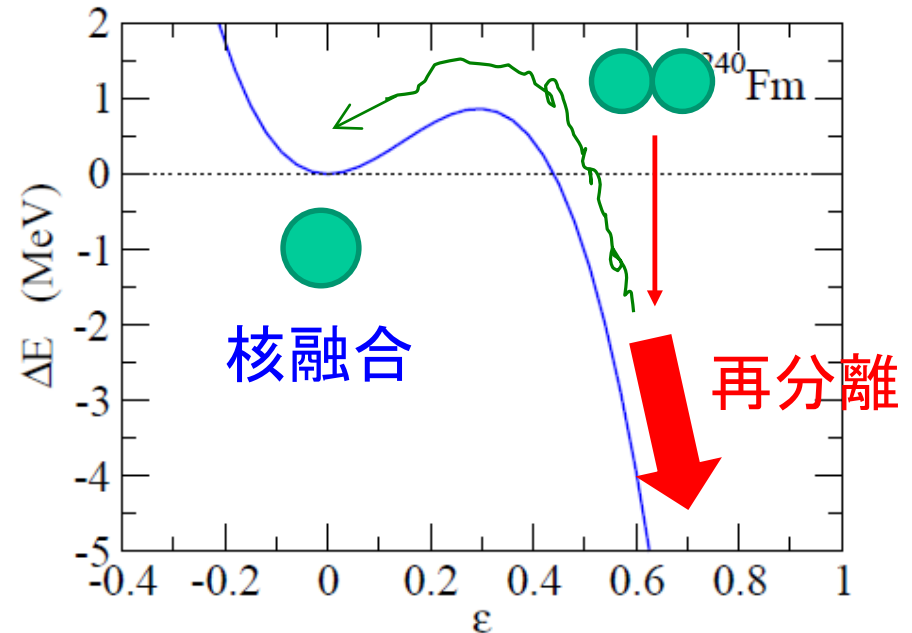
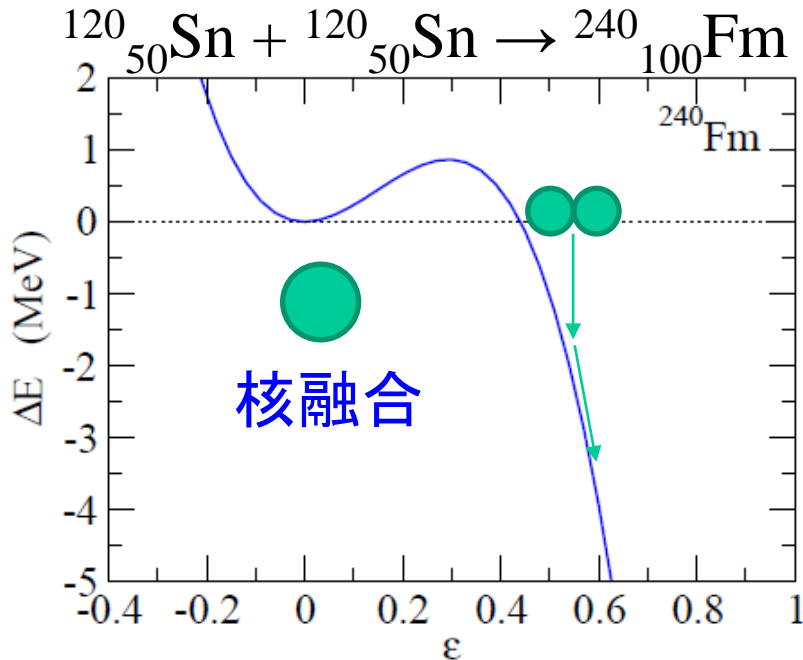
$$a = R_0 \cdot (1 + \epsilon)$$

$$b = R_0 \cdot (1 + \epsilon)^{-1/2}$$

$$\frac{a}{b} \sim \frac{2R}{R} = 2 \rightarrow \epsilon \sim 0.587$$

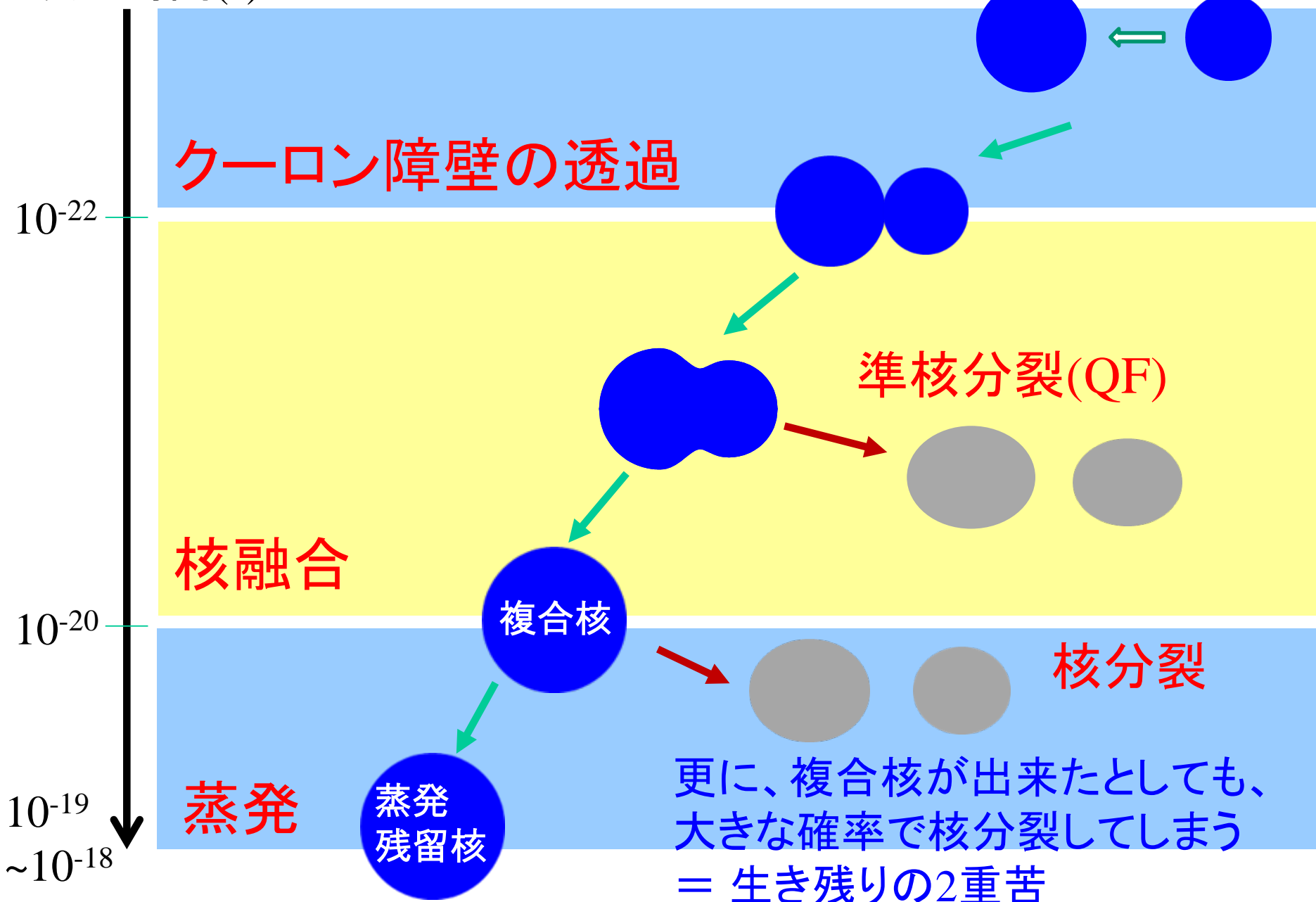
熱的拡散

→ ランジュバン法
(ブラウン運動)

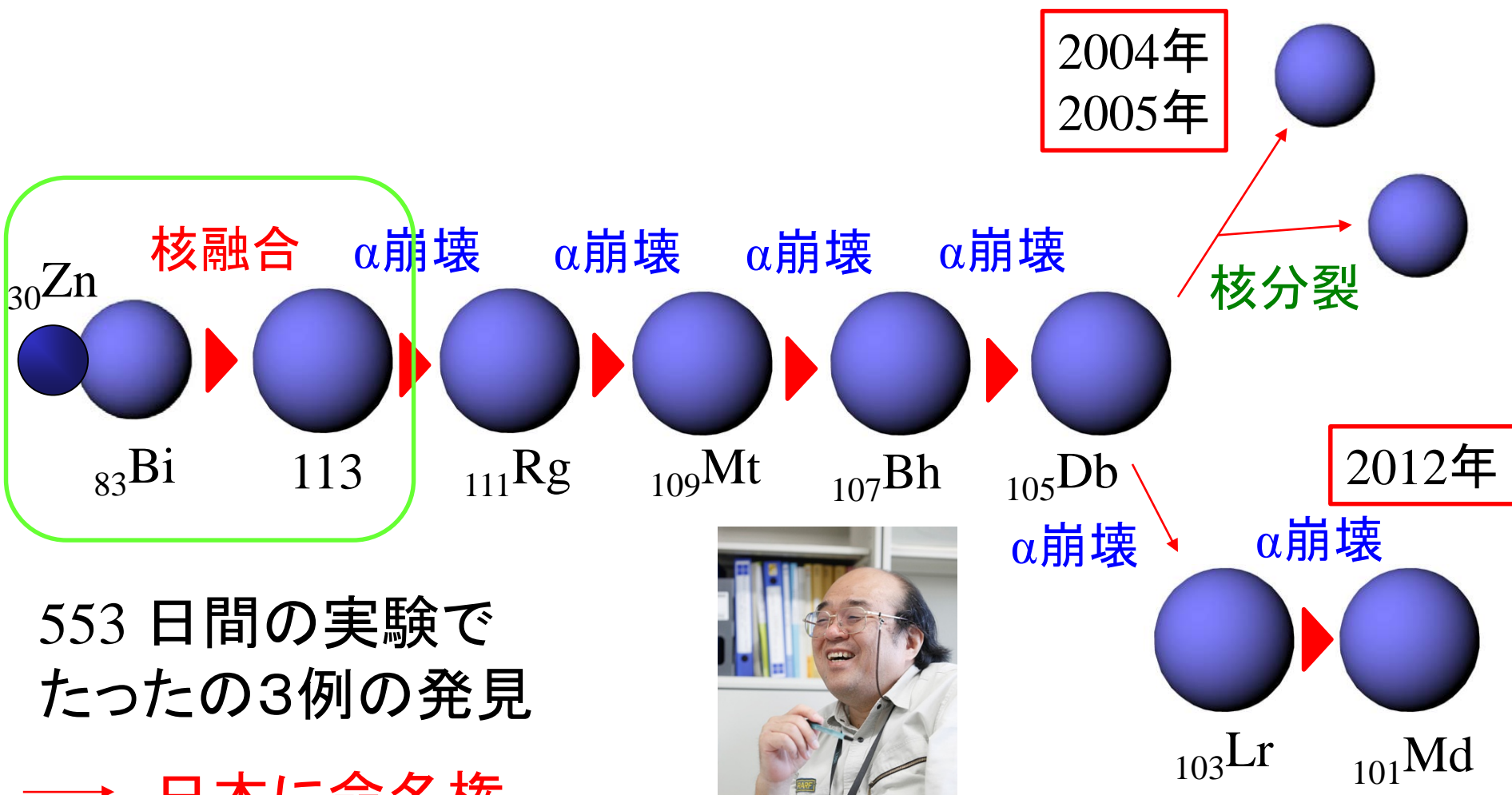
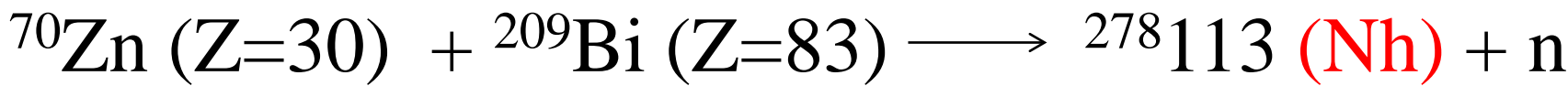


目安: $Z_1 * Z_2 > 1600 \sim 1800$ の系でこのようなことが起こる

典型的な
反応時間(s)



新元素113番:ニホニウム(Nh)



553 日間の実験で
たったの3例の発見

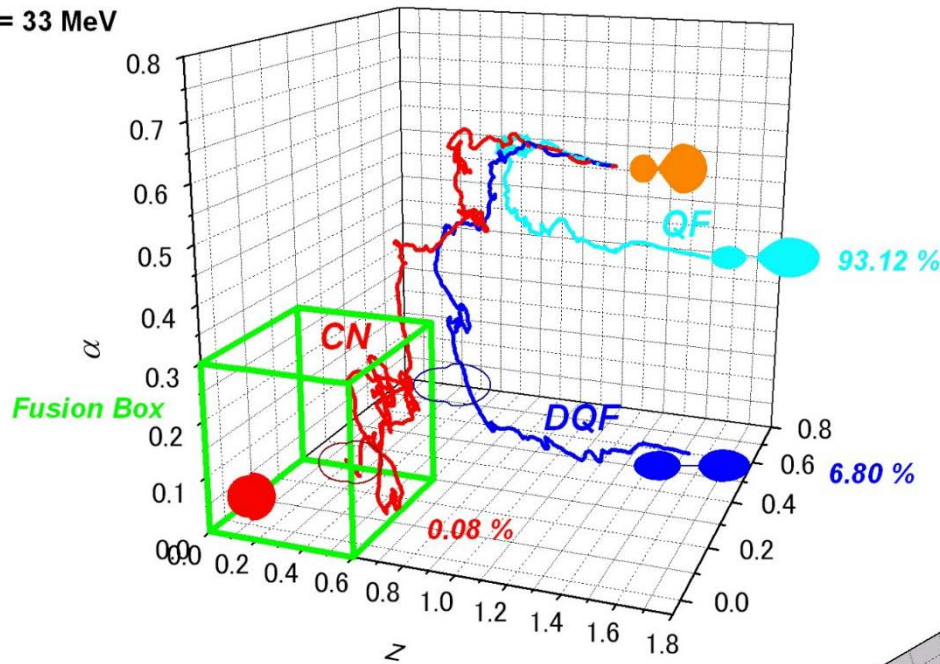
→ 日本に命名権
ニホニウム Nh



理論: ランジュバン法



$E^* = 33 \text{ MeV}$



q として

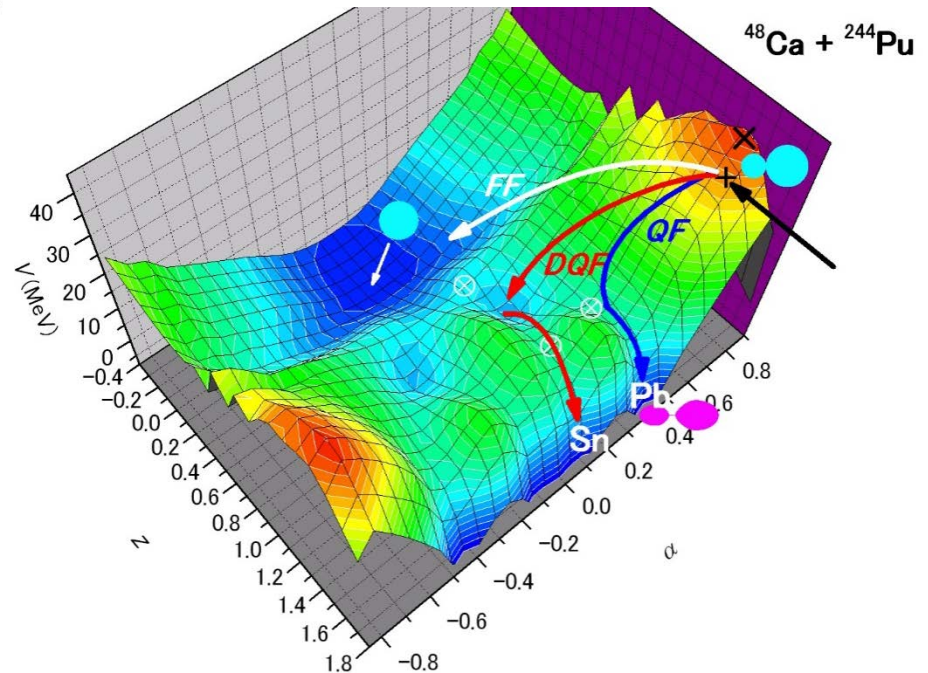
- ・核間距離 (z)
- ・原子核の変形 (δ)
- ・フラグメントの非対称度 (α)

$$m \frac{d^2 q}{dt^2} = - \frac{dV(q)}{dq} - \gamma \frac{dq}{dt} + R(t)$$

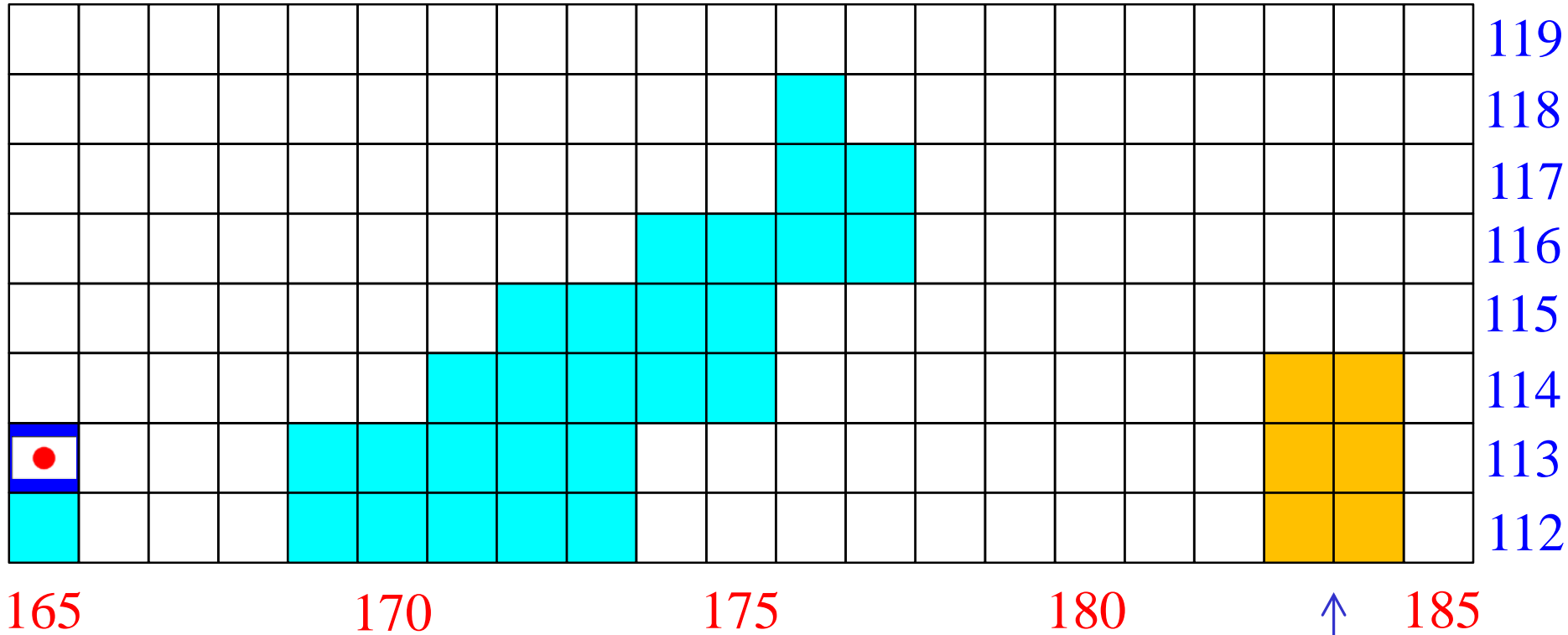
γ : 摩擦係数

$R(t)$: 乱雑力

を多次元に拡張したもの
(ブラウン運動の理論)



これまでに作られた超重核



安定の島はこの辺り(?)

島にたどり着くためには中性子過剰核ビームが必要不可欠
将来の重要課題(反応系、ビームのエネルギー、断面積の見積もり)