

# 集団励起の微視的理論

## 原子核の励起状態

- ✓ 一粒子励起(一つの核子が励起に関与)
- ✓ 集団励起(多くの核子が集団として励起に関与)

集団励起を微視的に理解  
してみる  
(集団励起をミクロに見て  
みるとどうなっているのか?)

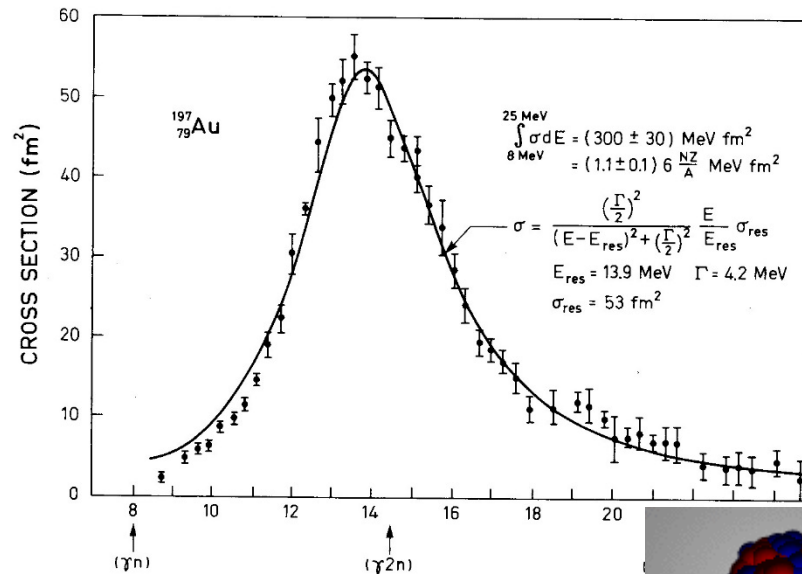
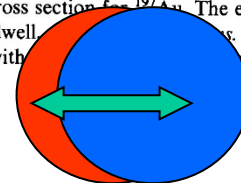


Figure 6-18 Total photoabsorption cross section for <sup>197</sup>Au. The experimental data are from S. C. Fultz, R. L. Bramblett, J. T. Caldwell, *Phys. Rev. C* 10, 1044 (1974). The solid curve is of Breit-Wigner shape with  $E_{res} = 13.9$  MeV,  $\Gamma = 4.2$  MeV, and  $\sigma_{res} = 53$  fm<sup>2</sup>.

neutron



proton

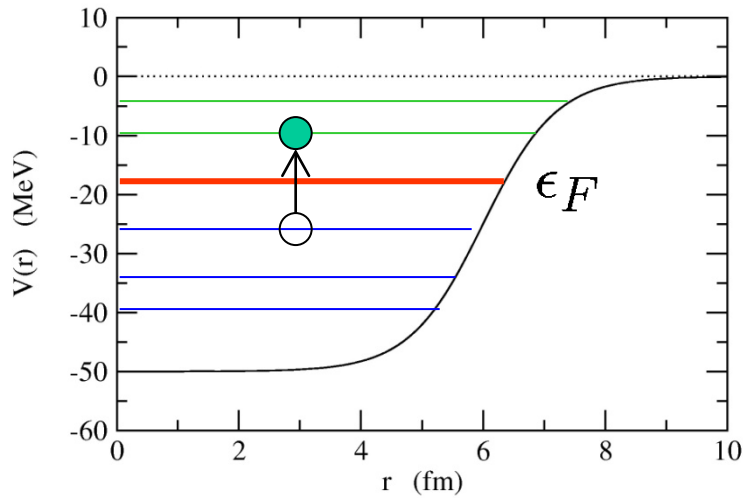
集団励起の例: 巨大双極子共鳴

# Tamm-Dancoff Approximation

$$\begin{aligned} \text{Assume: } |\nu\rangle = Q_\nu^\dagger |HF\rangle &= \sum_{ph} X_{ph} a_p^\dagger a_h |HF\rangle \\ &\equiv \sum_{ph} X_{ph} |ph^{-1}\rangle \end{aligned}$$

(superposition of 1p1h states)

1 particle-1 hole (1p1h) state



$$a_p^\dagger a_h |HF\rangle$$

# Graphical solutions

$$\frac{1}{\lambda} = \sum_{ph} \frac{|D_{ph}|^2}{E - \epsilon_{ph}}$$

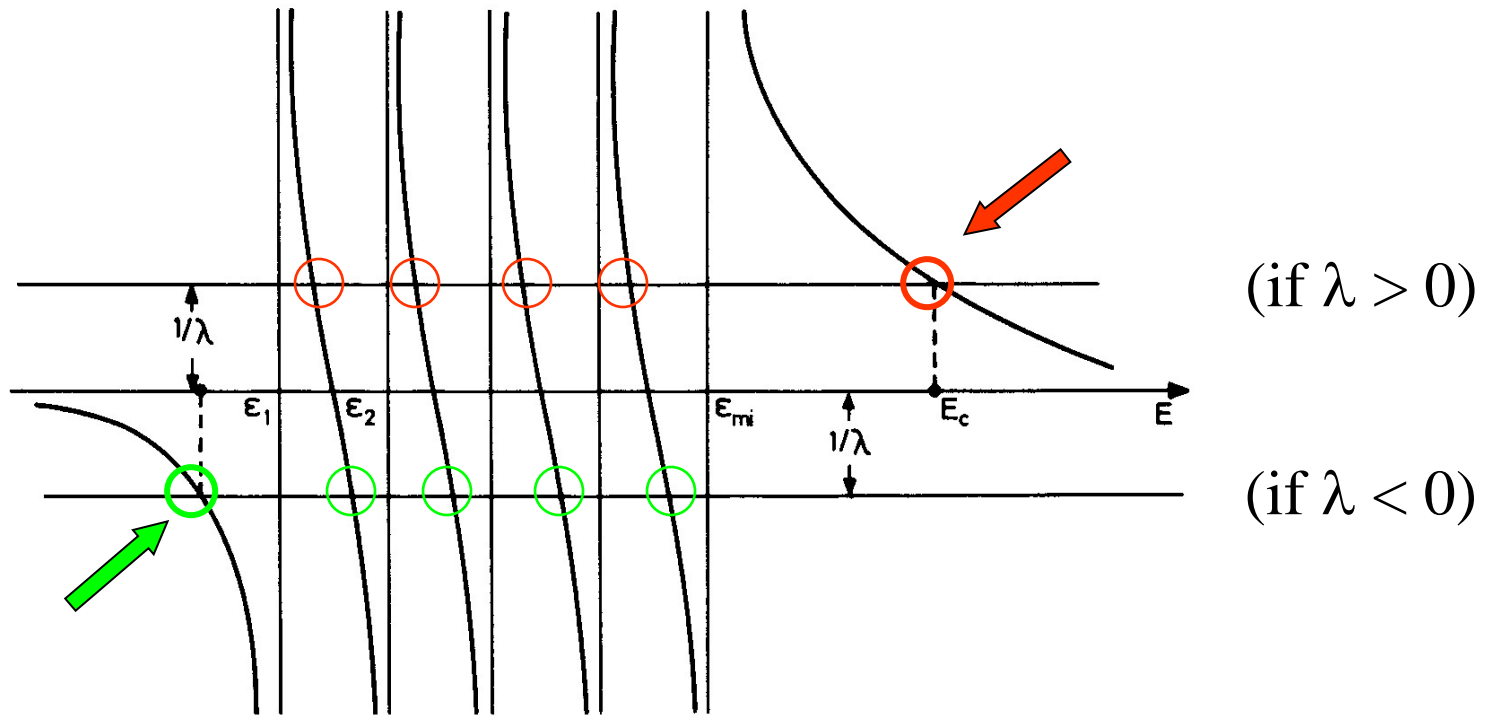
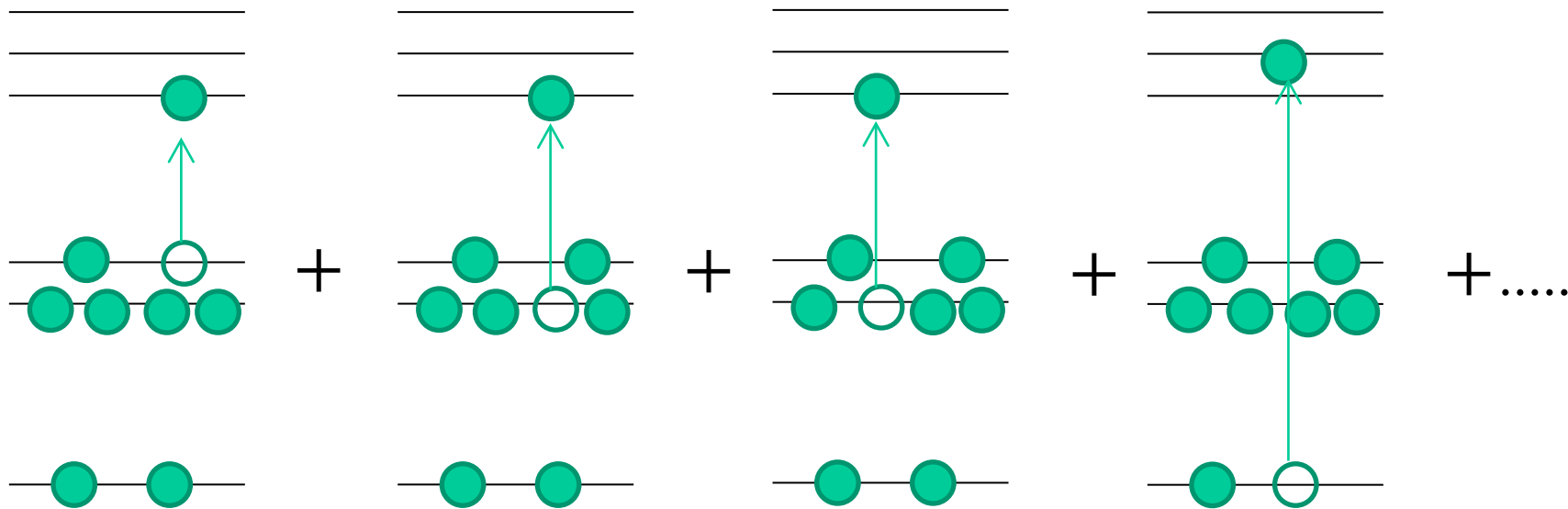


Figure 8.4. Graphical solution of Eq. (8.18).

(note) in the degenerate limit:  $\epsilon_{ph} \sim \epsilon$

$$E = \epsilon + \lambda \sum_{ph} |D_{ph}|^2, \quad |\nu\rangle = \sum_{ph} D_{ph} a_p^\dagger a_h |HF\rangle$$

*coherent superposition of 1p1h states*



複数の粒子・空孔状態を**コヒーレント**に重ね合わせることによって  
多数の核子が励起に関与していることを表現する

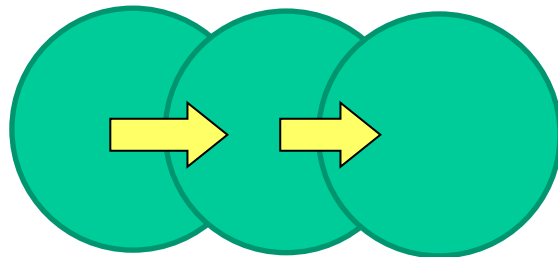
# Spurious motion and RPA

Mean-Field Approximation  $\longleftrightarrow$  Broken symmetries

- Center of mass localization (single center)
- Rotational motion

Restoration of broken symmetries

$\longrightarrow$  Zero energy mode (Nambu-Goldstone mode)



does not require an extra energy  $\rightarrow$  zero energy mode

A drawback of TDA:

Zero modes appear at finite excitation energies.

$$|\nu\rangle = Q_\nu^\dagger |0\rangle = \sum_{ph} X_{ph} a_p^\dagger a_h |0\rangle \quad (\text{TDA})$$

 A better approximation:

**the random phase approximation (RPA)**

$$|\nu\rangle = Q_\nu^\dagger |0\rangle = \sum_{ph} \left( X_{ph} a_p^\dagger a_h - Y_{ph} a_h^\dagger a_p \right) |0\rangle$$

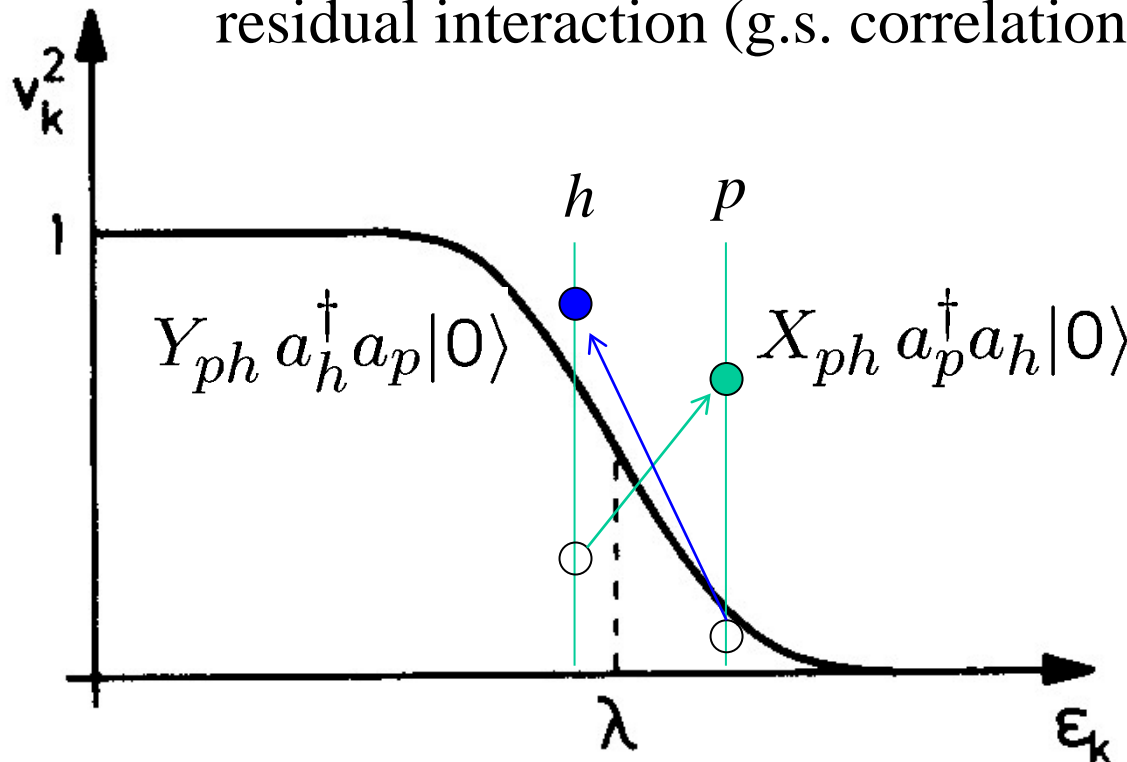
(superposition of 1p1h states)

A better approximation: **the random phase approximation (RPA)**

$$|\nu\rangle = Q_\nu^\dagger |0\rangle = \sum_{ph} \left( X_{ph} a_p^\dagger a_h - Y_{ph} a_h^\dagger a_p \right) |0\rangle$$

(superposition of 1p1h states)

smearing of Fermi surface due to the residual interaction (g.s. correlation)



A better approximation: **the random phase approximation (RPA)**

$$|\nu\rangle = Q_\nu^\dagger |0\rangle = \sum_{ph} \left( X_{ph} a_p^\dagger a_h - Y_{ph} a_h^\dagger a_p \right) |0\rangle$$

(superposition of 1p1h states)

$$[H, Q_\nu^\dagger] \sim E_\nu Q_\nu^\dagger$$



$$\langle HF | [\delta Q, [H, Q_\nu^\dagger]] | HF \rangle = E_\nu \langle HF | [\delta Q, Q_\nu^\dagger] | HF \rangle$$

→ coupled equations for  $X$  and  $Y$



$$\langle HF | [\delta Q, [H, Q_\nu^\dagger]] | HF \rangle = E_\nu \langle HF | [\delta Q, Q_\nu^\dagger] | HF \rangle$$

$$Q_\nu^\dagger = \sum_{ph} X_{ph} a_p^\dagger a_h - Y_{ph} a_h^\dagger a_p \quad \delta Q = a_h^\dagger a_p, \quad a_p^\dagger a_h$$

RPA equation:

$$\sum_{p'h'} A_{ph,p'h'} X_{p'h'} + B_{ph,p'h'} Y_{p'h'} = E_\nu X_{ph}$$

$$\sum_{p'h'} B_{ph,p'h'}^* X_{p'h'} + A_{ph,p'h'}^* Y_{p'h'} = -E_\nu Y_{ph}$$

$$A_{ph,p'h'} = (\epsilon_p - \epsilon_h) \delta_{ph,p'h'} + \langle ph' | \bar{v} | hp' \rangle$$

$$B_{ph,p'h'} = \langle pp' | \bar{v} | hh' \rangle$$

or

$$\begin{pmatrix} A & B \\ -B^* & -A^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X \\ Y \end{pmatrix} = E_\nu \begin{pmatrix} X \\ Y \end{pmatrix}$$

# Spurious motion in RPA

Mean-Field Approximation  $\longleftrightarrow$  Broken symmetries

- Center of mass localization (single center)
- Rotational motion

## Restoration of broken symmetries

$\longrightarrow$  Zero mode (Nambu-Goldstone mode)

$$[H, \hat{O}] = 0$$

RPA

$$[H, Q_\nu^\dagger] \sim E_\nu Q_\nu^\dagger$$



$\hat{O}$  is a solution of RPA with  $E=0$

$$Q^\dagger = \hat{O} = \sum_{ph} (O_{ph} a_p^\dagger a_h + O_{hp} a_h^\dagger a_p)$$

(note)  $Q_{\text{TDA}}^\dagger = \sum_{ph} O_{ph} a_p^\dagger a_h \longrightarrow [H, Q_{\text{TDA}}^\dagger] \neq 0$

# Spurious motion in RPA

Mean-Field Approximation  $\longleftrightarrow$  Broken symmetries

- Center of mass localization (single center)
- Rotational motion

Restoration of broken symmetries

$\longrightarrow$  Zero mode (Nambu-Goldstone mode)

RPA

$$[H, Q_\nu^\dagger] \sim E_\nu Q_\nu^\dagger$$



if  $[H, \hat{O}] = 0$

Then  $\hat{O}$  is a solution of RPA with  $E=0$



The physical solutions are completely separated out from the spurious modes.

# 他のRPAの定式化

- 線形応答理論



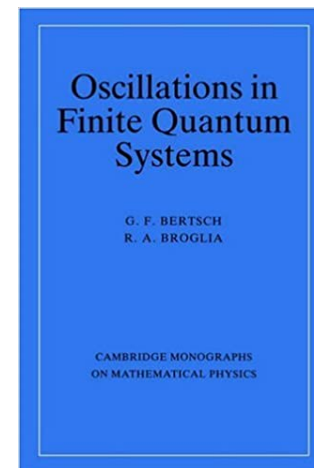
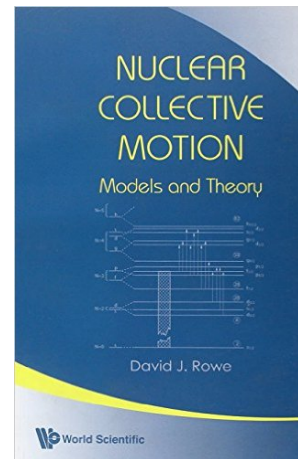
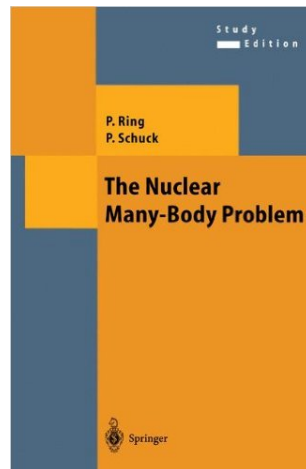
外場で原子核を揺すった時に、  
原子核がどのように応答するか摂動論  
を使って議論する

→固有モードを見つける

- 時間に依存するハートリー・フォック(TDHF)方程式を線形化

$$i\hbar\dot{\rho}(t) = [h[\rho], \rho] \quad \longleftarrow \quad \rho(t) = \rho_0 + \delta\rho(t)$$

詳しくは:



# Comparison between Skyrme-(Q)RPA calculation and exp. data

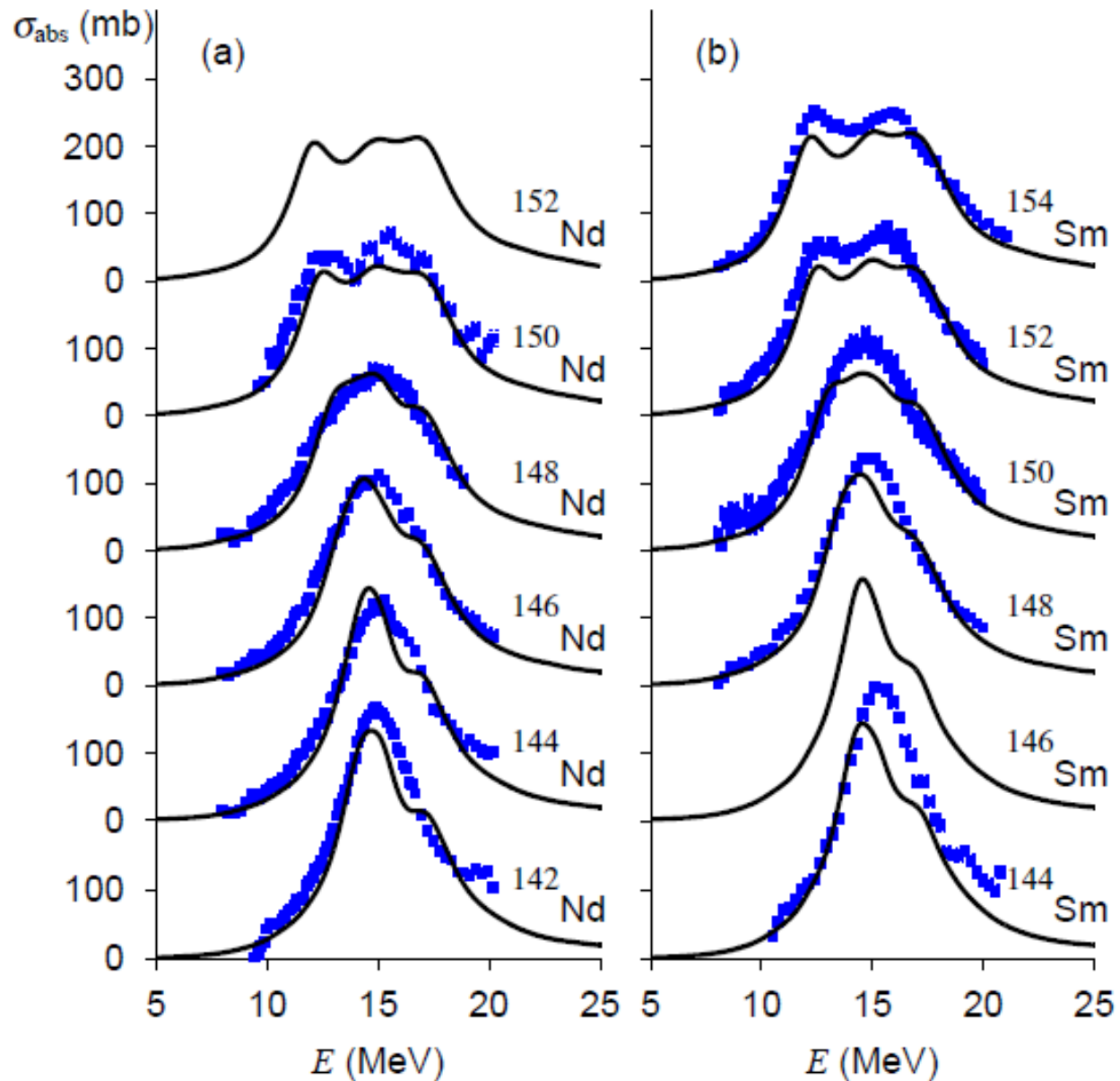
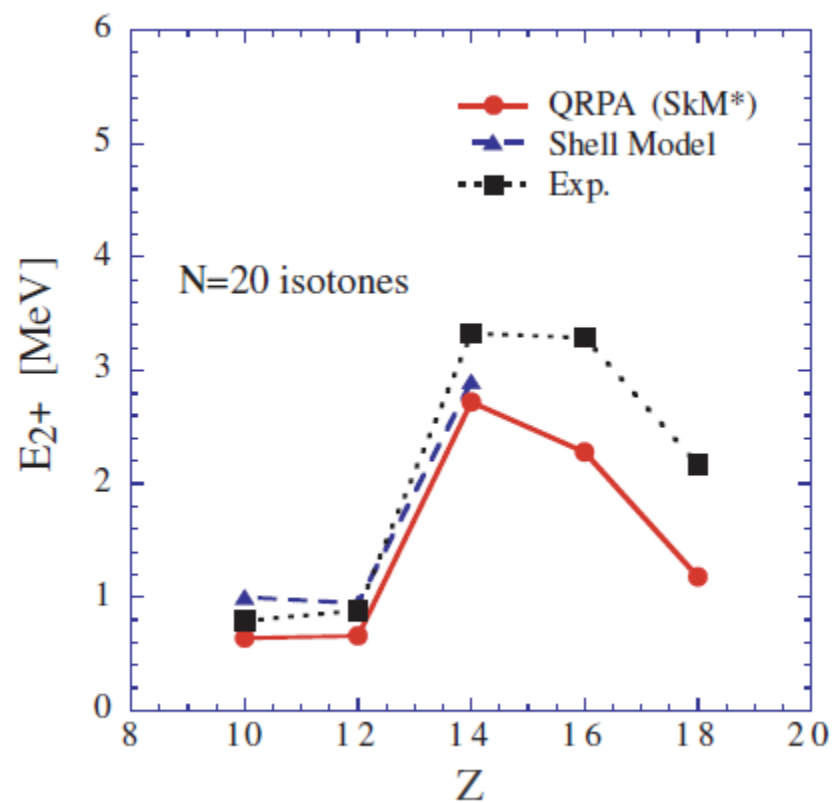
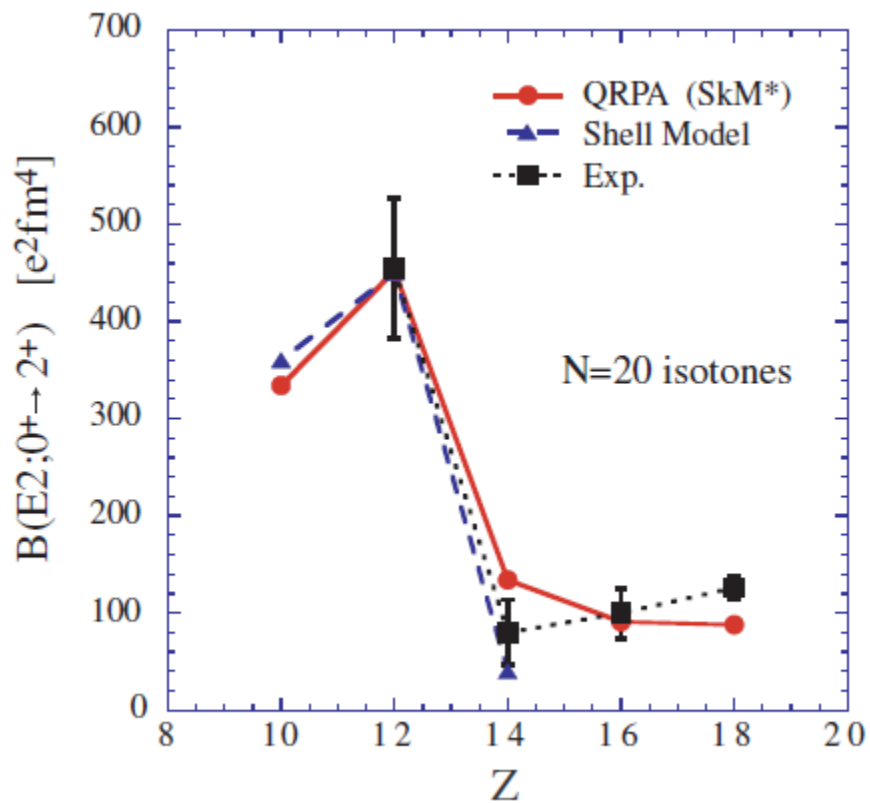


photo-absorption  
cross section  
(GDR)



K. Yoshida  
and T. Nakatsukasa,  
PRC83('11)021304



M. Yamagami and Nguyen Van Giai, PRC69 ('04) 034301

# RPA on a schematic model

$$\begin{pmatrix} A & B \\ -B^* & -A^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X \\ Y \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} X \\ Y \end{pmatrix}$$

$$A_{ph,p'h'} = (\epsilon_p - \epsilon_h) \delta_{ph,p'h'} + \langle ph' | \bar{v} | hp' \rangle$$

$$B_{ph,p'h'} = \langle pp' | \bar{v} | hh' \rangle$$

Separable interaction:

$$\langle ph' | \bar{v} | hp' \rangle = \lambda D_{ph} D_{p'h'}^*$$

$$\langle pp' | \bar{v} | hh' \rangle = \lambda D_{ph} D_{p'h'}$$

$$\frac{1}{\lambda} = \sum_{ph} \frac{|D_{ph}|^2}{E - \epsilon_{ph}} - \frac{|D_{ph}|^2}{E + \epsilon_{ph}}$$

(RPA dispersion relation)

Cf. TDA dispersion relation:

$$\frac{1}{\lambda} = \sum_{ph} \frac{|D_{ph}|^2}{E - \epsilon_{ph}}$$

# RPA on a schematic model

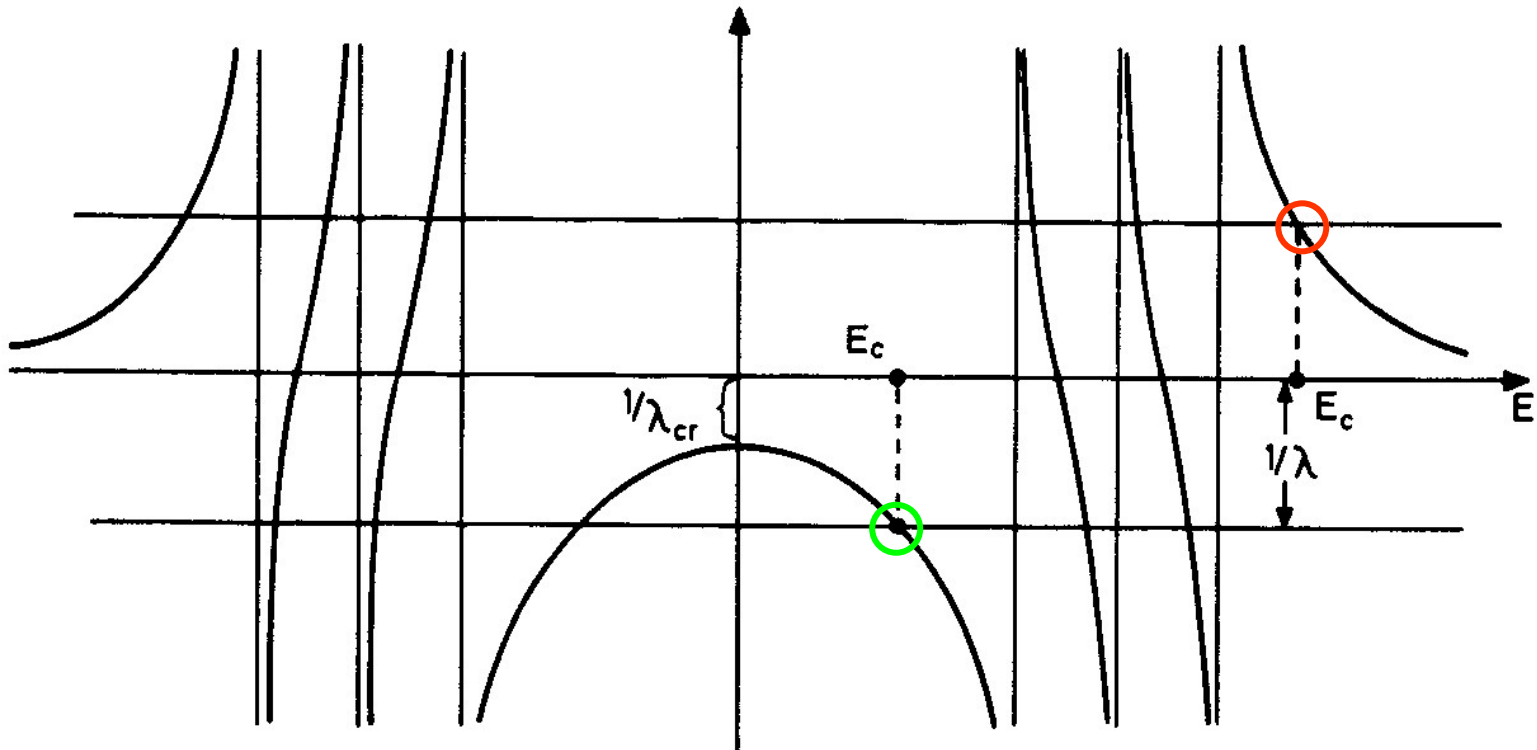
$$\langle ph' | \bar{v} | hp' \rangle = \lambda D_{ph} D_{p'h'}^*$$

$$\langle pp' | \bar{v} | hh' \rangle = \lambda D_{ph} D_{p'h'}$$

Separable interaction:

$$\frac{1}{\lambda} = \sum_{ph} \frac{|D_{ph}|^2}{E - \epsilon_{ph}} - \frac{|D_{ph}|^2}{E + \epsilon_{ph}}$$

(RPA dispersion relation)




**Figure 8.11.** Graphical solution of the dispersion relation (8.135).



# RPA on a schematic model

$$\begin{aligned}\langle ph' | \bar{v} | hp' \rangle &= \lambda D_{ph} D_{p'h'}^* \\ \langle pp' | \bar{v} | hh' \rangle &= \lambda D_{ph} D_{p'h'}\end{aligned}$$


Separable interaction:


$$\frac{1}{\lambda} = \sum_{ph} \frac{|D_{ph}|^2}{E - \epsilon_{ph}} - \frac{|D_{ph}|^2}{E + \epsilon_{ph}}$$

(RPA dispersion relation)

$\epsilon_{ph} = \epsilon$  のとき、

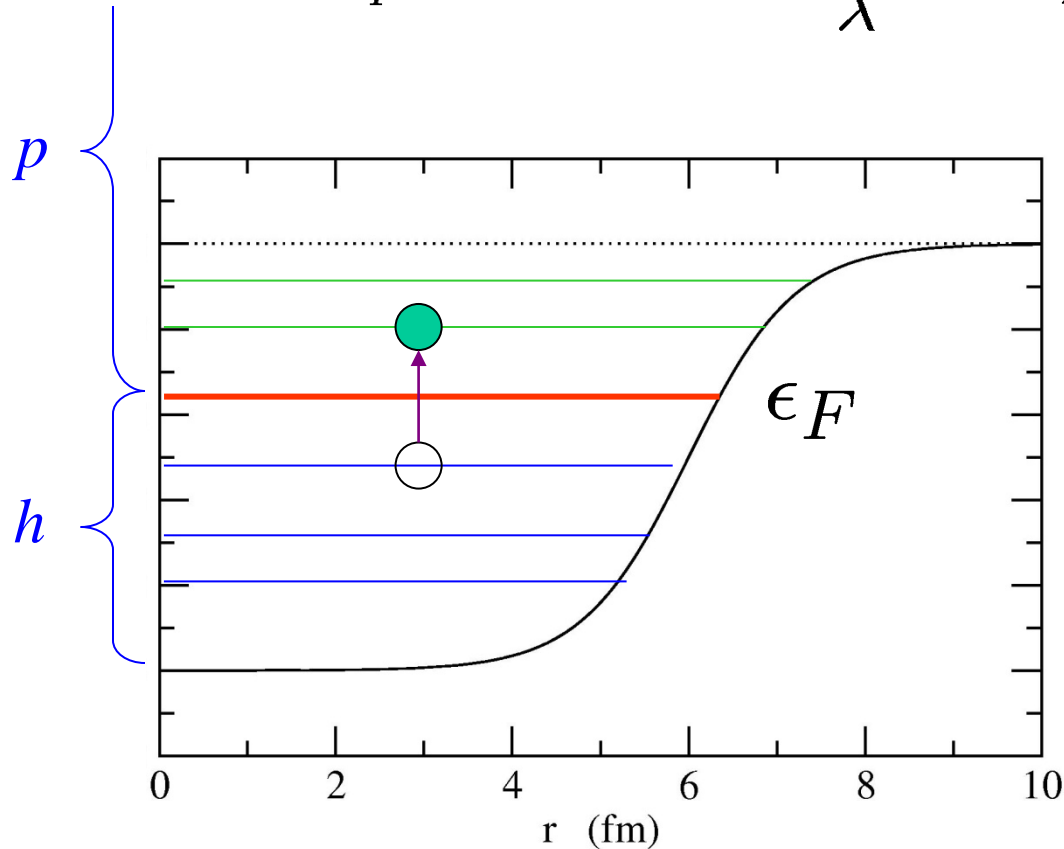
$$\frac{1}{\lambda} = \sum_{ph} |D_{ph}|^2 \left( \frac{1}{E - \epsilon} - \frac{1}{E + \epsilon} \right) = \sum_{ph} |D_{ph}|^2 \frac{2\epsilon}{E^2 - \epsilon^2}$$


$$E^2 = \epsilon^2 + 2\epsilon\lambda \sum_{ph} |D_{ph}|^2$$

$\lambda$  が負(引力)だと、どこかで  $E^2 < 0$  となる

# Continuum Excitations

$$\langle ph' | \bar{v} | hp' \rangle = \lambda D_{ph} D_{p'h'}^* \longrightarrow \frac{1}{\lambda} = - \sum_{ph} \frac{|D_{ph}|^2}{\epsilon_p - \epsilon_h - E}$$

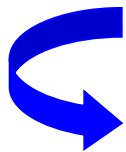


$h$ : all the occupied (bound) states

$p$ : the bound excited states + continuum states

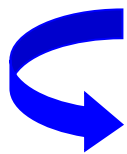
$$\frac{1}{\lambda} = - \sum_{ph} \frac{|D_{ph}|^2}{\epsilon_p - \epsilon_h - E} = - \sum_{ph} \langle \phi_h | D^\dagger | \phi_p \rangle \frac{1}{\epsilon_p - \epsilon_h - E} \langle \phi_p | D | \phi \rangle$$

(note)  $\hat{h}\phi_p = \epsilon_p\phi_p$



$$\frac{1}{\lambda} = - \sum_{ph} \langle \phi_h | D^\dagger \frac{1}{\hat{h} - \epsilon_h - E} | \phi_p \rangle \langle \phi_p | D | \phi \rangle$$

$$1 = \sum_i |\phi_i\rangle\langle\phi_i| = \sum_p |\phi_p\rangle\langle\phi_p| + \sum_h |\phi_h\rangle\langle\phi_h|$$




$$\frac{1}{\lambda} = - \sum_h \langle \phi_h | D^\dagger \frac{1}{\hat{h} - \epsilon_h - E} \left[ 1 - \sum_{h'} |\phi_{h'}\rangle\langle\phi_{h'}| \right] D | \phi \rangle$$

particle 状態の和がなくなった→連続状態もすべて自動的に入る

$$\frac{1}{\lambda} = - \sum_{ph} \frac{|D_{ph}|^2}{\epsilon_p - \epsilon_h - E}$$


**Coordinate representation:**  $D_{ph} = \int d\mathbf{r} \phi_p^*(\mathbf{r}) D(\mathbf{r}) \phi_h(\mathbf{r})$



$$\frac{1}{\lambda} = - \sum_{ph} \int d\mathbf{r} \int d\mathbf{r}' D(\mathbf{r}) D^*(\mathbf{r}') \frac{\phi_p^*(\mathbf{r}) \phi_h(\mathbf{r}) \phi_p(\mathbf{r}') \phi_h^*(\mathbf{r}')}{\epsilon_p - \epsilon_h - E}$$

(note)

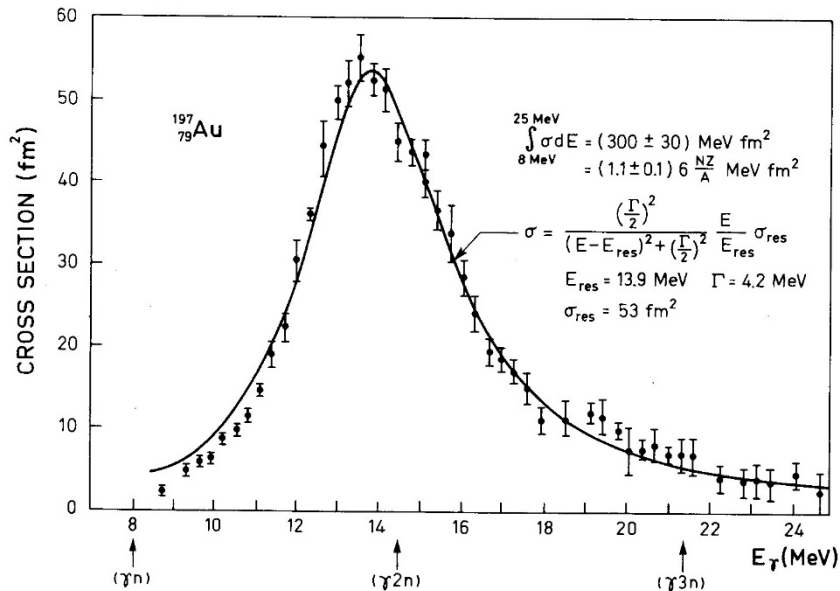
$$\hat{h}\phi_p = \epsilon_p\phi_p$$



$$1 = \sum_i |\phi_i\rangle\langle\phi_i| = \sum_p |\phi_p\rangle\langle\phi_p| + \sum_h |\phi_h\rangle\langle\phi_h|$$

$$\text{rhs} = - \sum_h \int d\mathbf{r} \int d\mathbf{r}' D(\mathbf{r}) D^*(\mathbf{r}') \phi_h(\mathbf{r}) \phi_h^*(\mathbf{r}') \times \left( \left\langle \mathbf{r}' \left| \frac{1}{\hat{h} - \epsilon_h - E - i\eta} \right| \mathbf{r} \right\rangle - \sum_{h'} \frac{\phi_{h'}^*(\mathbf{r}) \phi_{h'}(\mathbf{r}')}{\epsilon_{h'} - \epsilon_h - E - i\eta} \right)$$

# 巨大共鳴の幅



## i) 連続状態との結合 (粒子放出)

escape width  $\Gamma^\uparrow$   
 continuum RPA

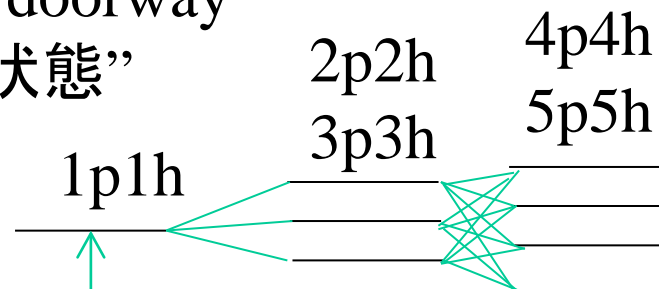
## ii) より複雑な状態との結合

spreading width  $\Gamma^\downarrow$

軽い核を除き  
 幅の主成分

1体演算子

“doorway  
状態”



photon  
 の吸収

....

## レポート問題4 (⌘切: 12月5日(土))

1. 分離型相互作用  $\langle ph' | \bar{v} | hp' \rangle = \lambda D_{ph} D_{p'h'}^*$   
 $\langle pp' | \bar{v} | hh' \rangle = \lambda D_{ph} D_{p'h'}$

の場合に RPA 方程式を解き、RPA dispersion relation を導け。

2. RPA dispersion relation を変形し、particle 状態が陽に現れない形に表せ。

# はじめに: 低エネルギー原子核物理学のめざすもの

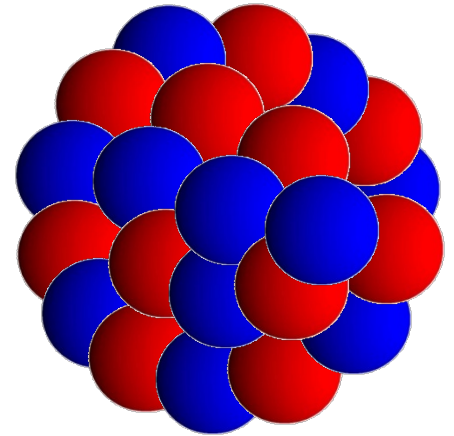
## □ 核子多体系としての原子核の振る舞い

← 核子間相互作用から理解する

### ➤ 静的な振る舞い: 原子核構造論

- ✓ 基底状態の性質  
(質量、大きさ、形など)
- ✓ 励起状態の性質

### ➤ ダイナミクス: 原子核反応論



# はじめに: 低エネルギー原子核物理学のめざすもの

## □ 核子多体系としての原子核の振る舞い

← 核子間相互作用から理解する

### ➤ 静的な振る舞い: 原子核構造論

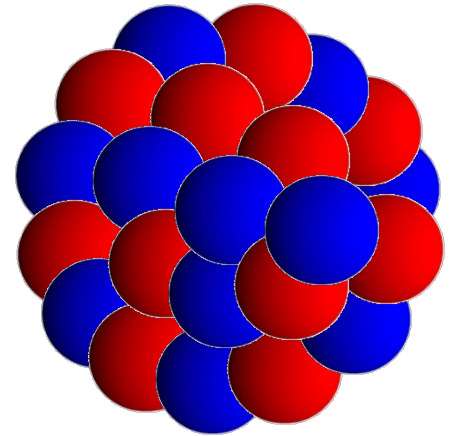
- ✓ 基底状態の性質  
(質量、大きさ、形など)
- ✓ 励起状態の性質

### ➤ ダイナミクス: 原子核反応論

原子核は複合粒子

- ✓ 豊富な反応様式

- 弾性散乱
- 非弾性散乱
- 核子移行反応
- 核融合反応





# はじめに: 低エネルギー原子核物理学のめざすもの

## □ 核子多体系としての原子核の振る舞い

← 核子間相互作用から理解する

### ➤ 静的な振る舞い: 原子核構造論

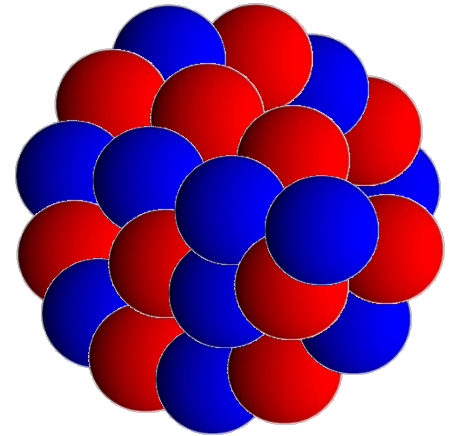
- ✓ 基底状態の性質  
(質量、大きさ、形など)
- ✓ 励起状態の性質

### ➤ ダイナミクス: 原子核反応論

#### 原子核は複合粒子

- ✓ 豊富な反応様式
- ✓ 核構造と核反応の織り成す様々なインタープレイ

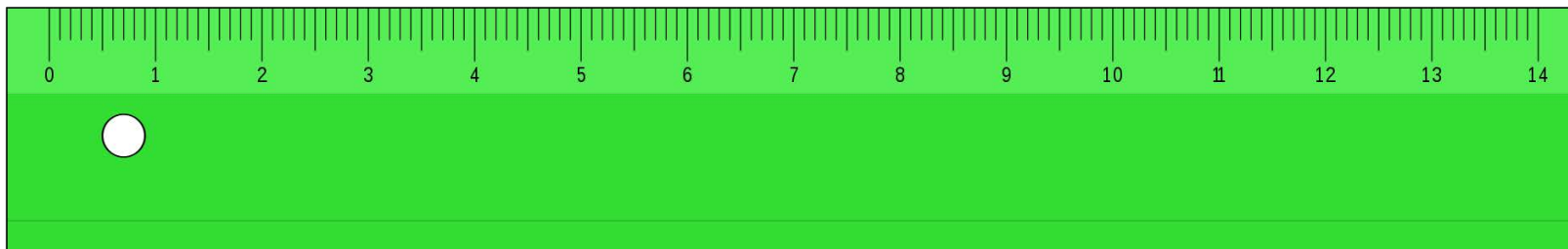
- 弾性散乱
- 非弾性散乱
- 核子移行反応
- 核融合反応



# ものの大きさや形をどう測るか？



目で見ると

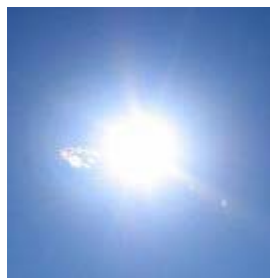
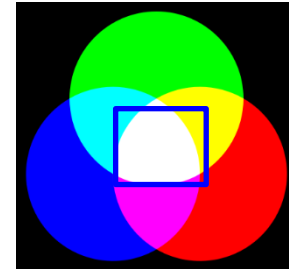


定規で測ると

そもそも、ものが見えるとはどういうことか？

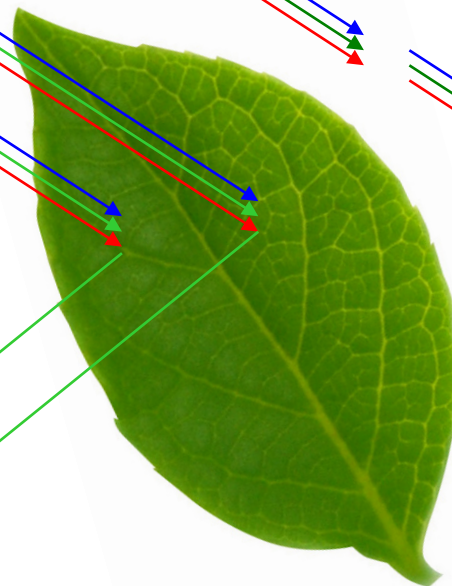


# そもそも、ものが見えるとはどういうことか？



太陽

緑色の光だけが  
が反射  
(他の色は吸収)

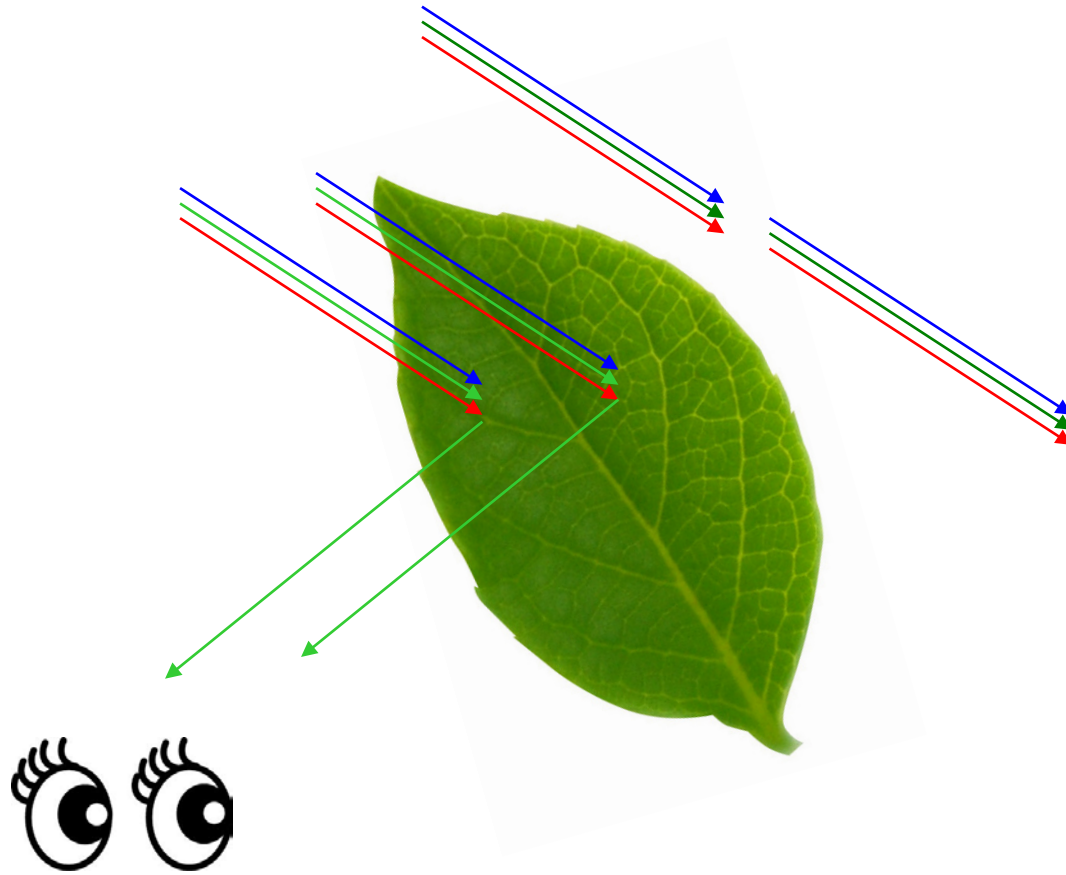


葉に光が当たら  
なければ緑は  
反射しない



葉の形

# そもそも、ものが見えるとはどういうことか？



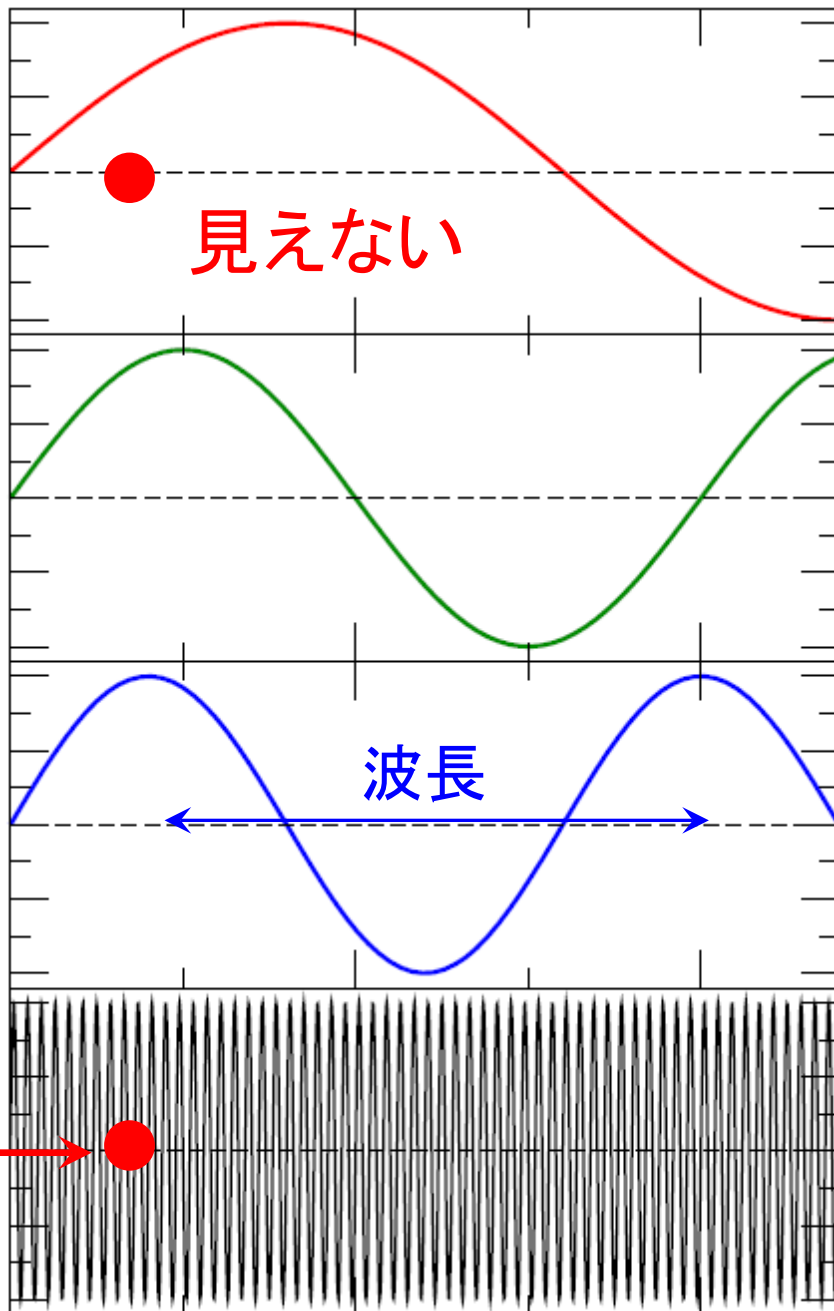
原子核のようなミクロなものの大きさを測るのも基本的には同じ  
何かをぶつけて、どのように散乱されるか観測する

光でものを見るためには、その大きさ以下の波長でなければならぬ



小さなものを見るためには、X線やガンマ線が必要。

見える  
(細かくスキャンされる)



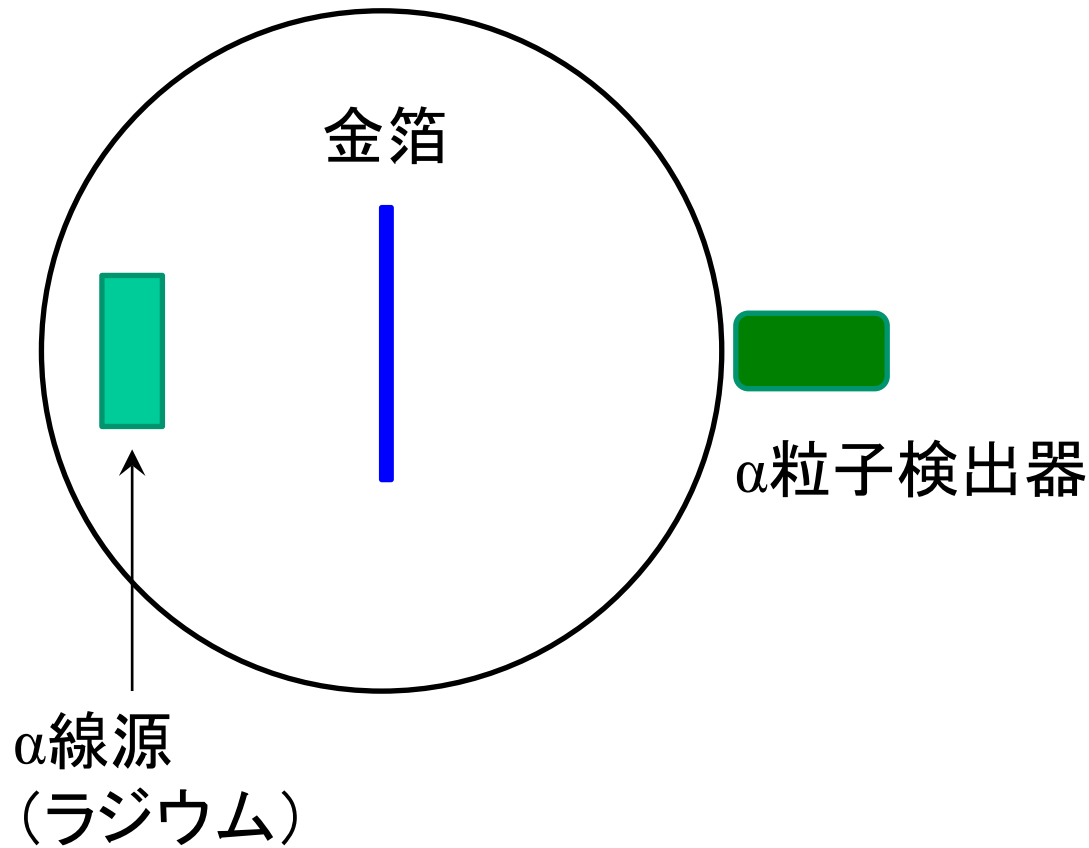
可視光(赤)  
~ 800 nm

可視光(緑)  
~ 500 nm

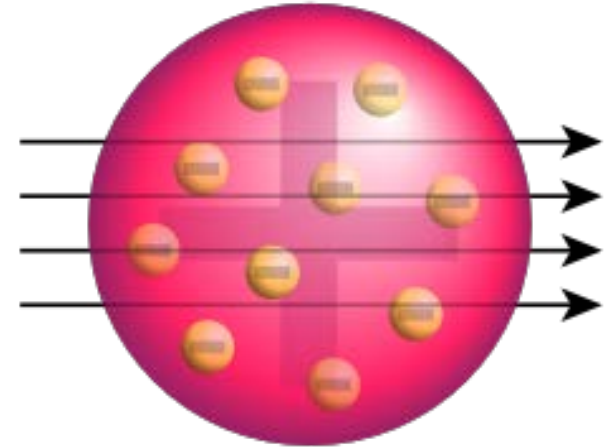
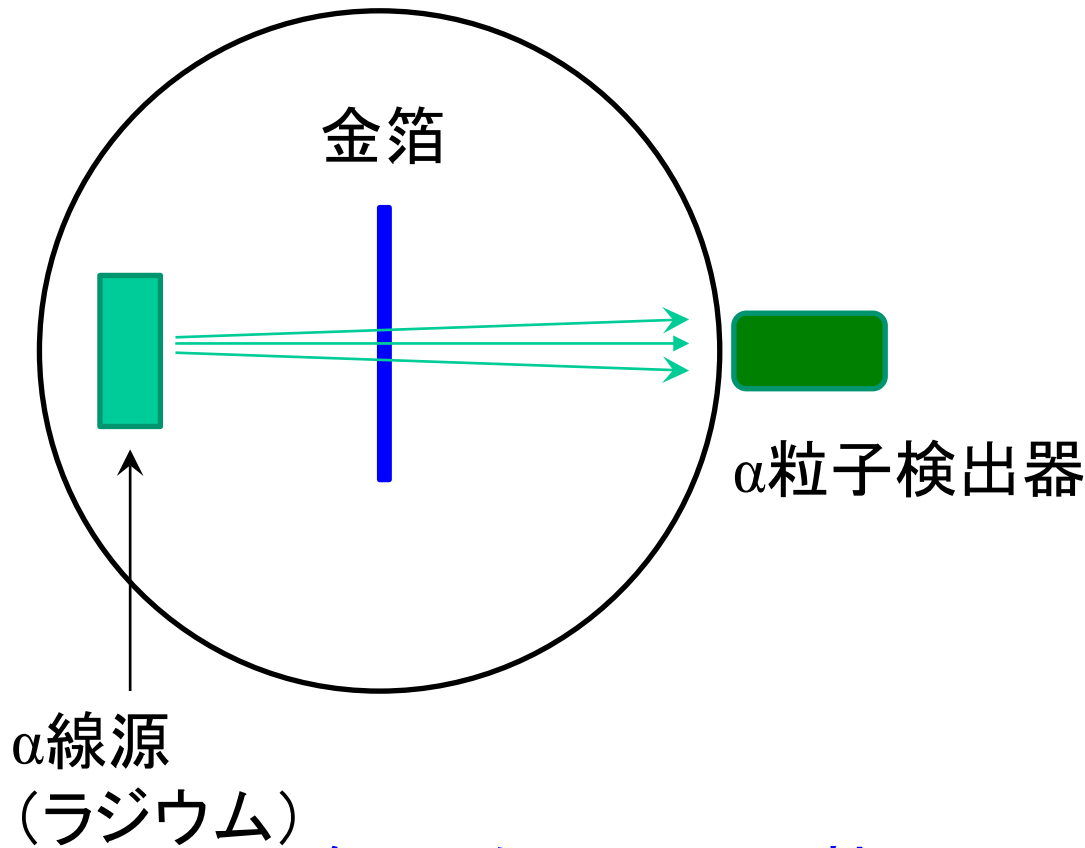
可視光(青)  
~ 400 nm

X線  
~ 1 pm  
- 10 nm

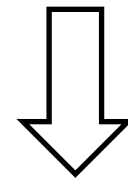
ラザフォード散乱 (ラザフォード、ガイガー、マースデン : 1909年)



ラザフォード散乱 (ラザフォード、ガイガー、マースデン : 1909年)



J.J.トンプソンのブドウパン模型を検証したい



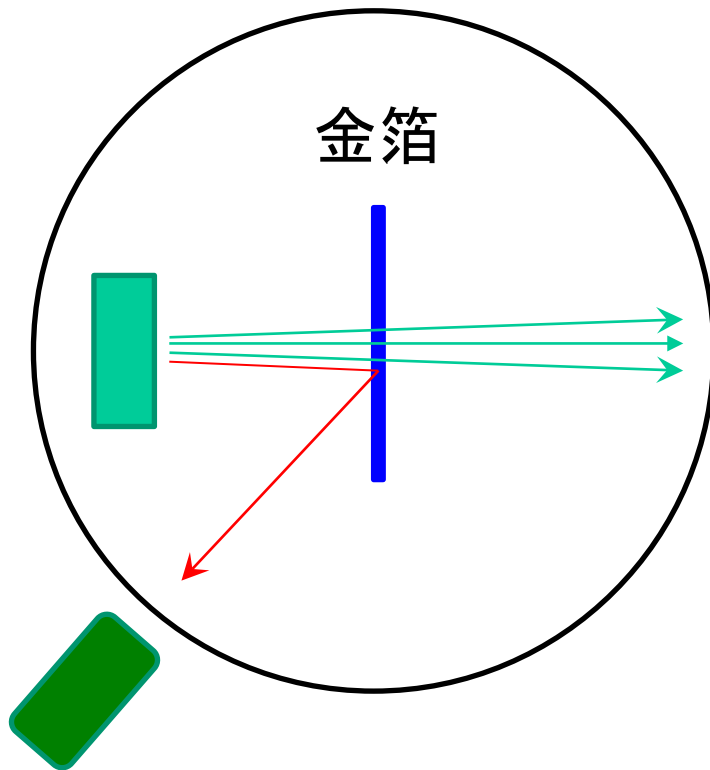
散乱の角度は高々 0.01 度

観測: たいていの $\alpha$ 粒子はほとんど曲げられずに  
検出器に入る → ブドウパン模型は正しそうだ(?)



# ラザフォード散乱 (ラザフォード、ガイガー、マースデン : 1909年)

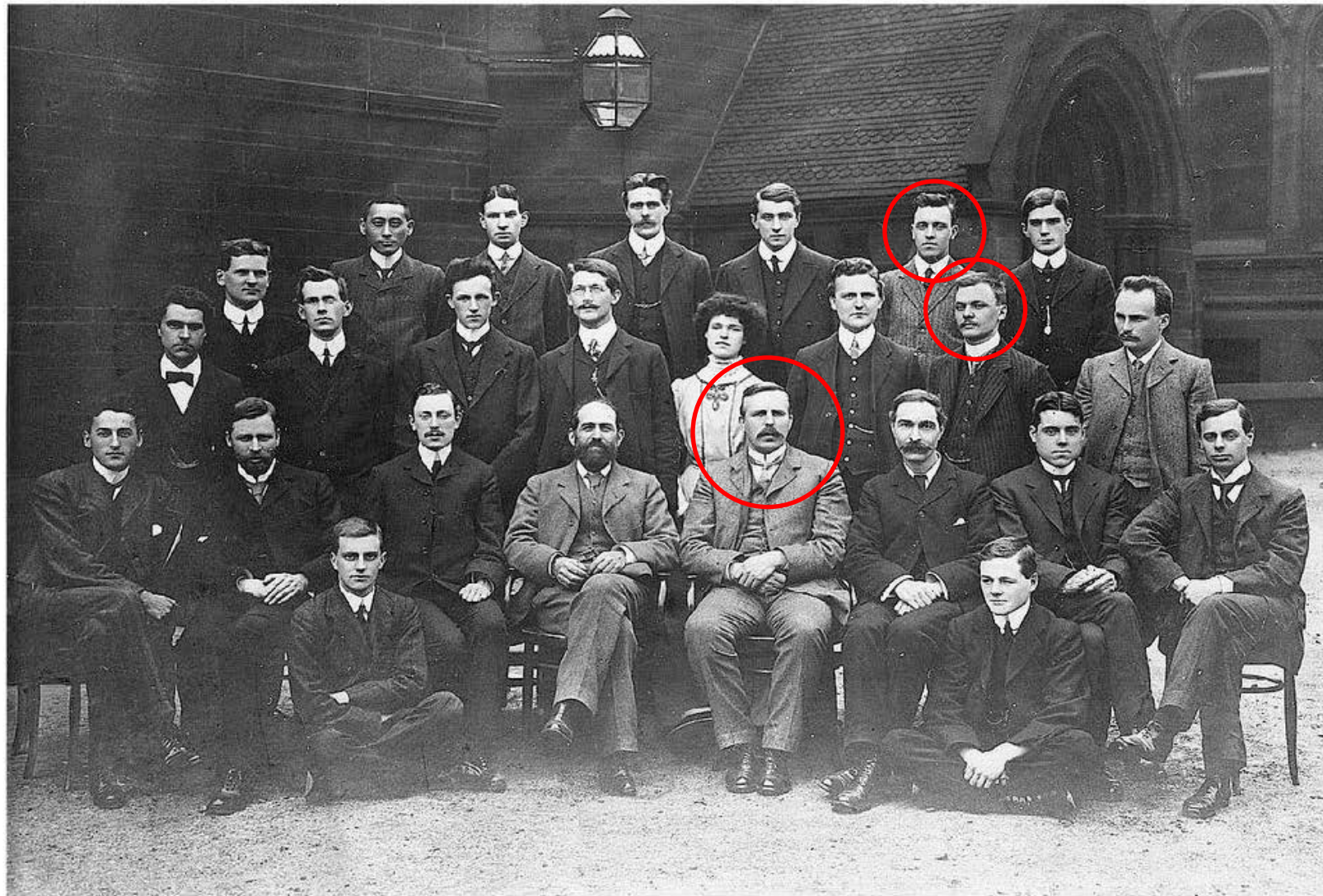
試しに検出器を後方角度に置いて見た  
(ブドウパン模型が正しければ、何も観測  
しないはず)



α粒子検出器

8千個に1個の割合で後方に跳ね  
返ってくるα粒子を観測  
(驚愕の事実)

「砲弾をティッシュペーパーに向かって  
撃ったところ、跳ね返されてきた」



STAFF AND RESEARCH STUDENTS OF MANCHESTER UNIVERSITY PHYSICS  
DEPARTMENT, 1910

W. Eccles S. Kinoshita R. Rossi W. Kay G. N. Antonoff E. Marsder W. C. Lantsberry  
F. W. Whaley H. C. Greenwood W. Wilson W. Borodowsky Miss M. White E. J. Evans H. Geiger T. Tuomikoski  
S. Russ H. Stansfield H. Bateman Prof. Schuster Prof. Rutherford R. Beattie J. N. Pring W. Makower  
R. E. Slade W. A. Harwood



S. Kinoshita  
(木下季吉)

STAFF AND RESEARCH STUDENTS OF MANCHESTER UNIVERSITY PHYSICS  
DEPARTMENT, 1910

W. Eccles S. Kinoshita R. Rossi W. Kay G. N. Antonoff E. Marsder W. C. Lantsberry  
 F. W. Whaley H. C. Greenwood W. Wilson W. Borodowsky Miss M. White E. J. Evans H. Geiger T. Tuomikoski  
 S. Russ H. Stansfield H. Bateman Prof. Schuster Prof. Rutherford R. Beattie J. N. Pring W. Makower  
 R. E. Slade W. A. Harwood

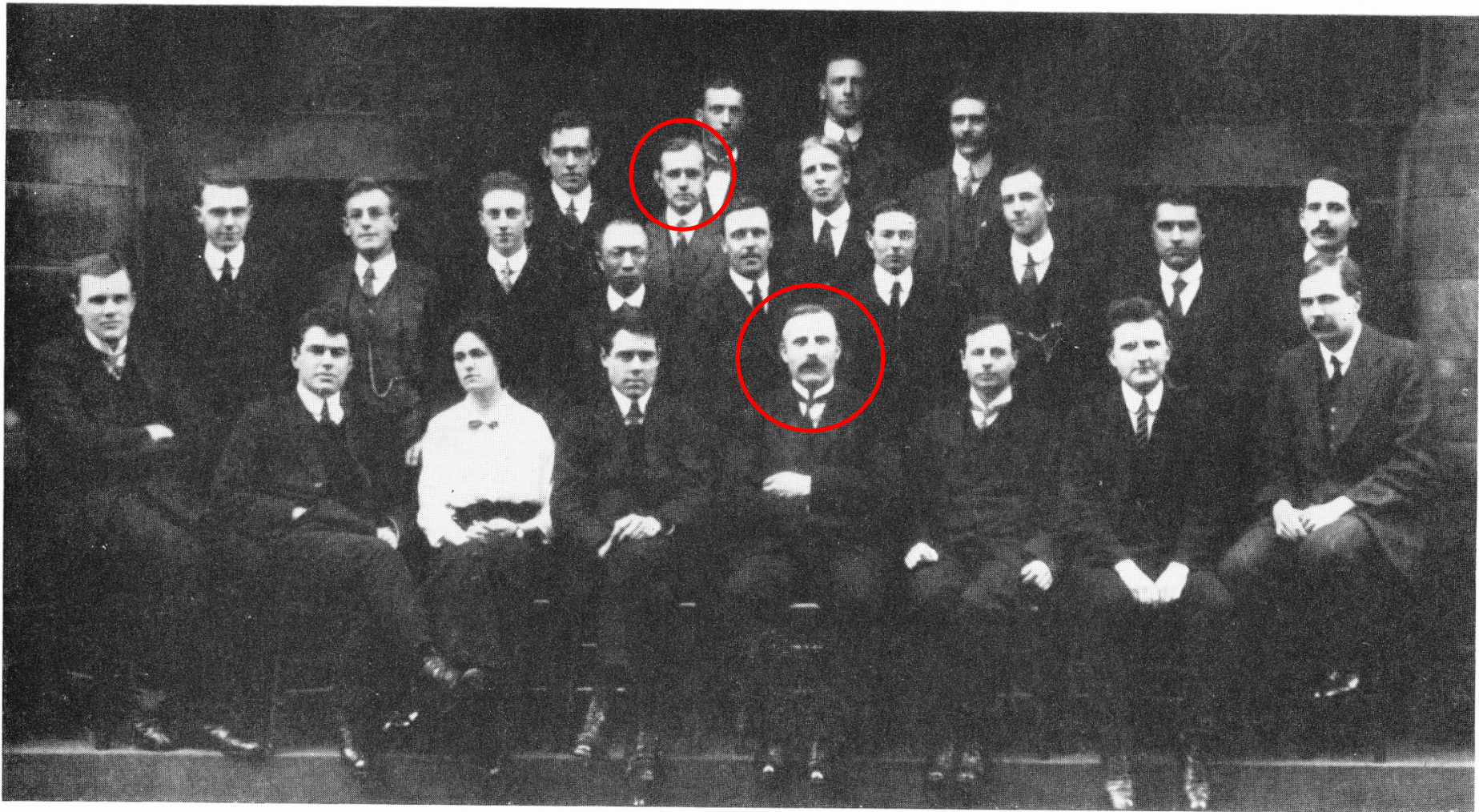
S. Kinoshita  
(木下季吉)



STA

OF MANCHESTER UNIVERSITY PHYSICS  
RTMENT, 1910

W. Eccles S. Kinoshita R. Rossi W. Kay G. N. Antonoff E. Marsder W. C. Lantsberry  
F. W. Whaley H. C. Greenwood W. Wilson W. Borodowsky Miss M. White E. J. Evans H. Geiger T. Tuomikoski  
S. Russ H. Stansfield H. Bateman Prof. Schuster Prof. Rutherford R. Beattie J. N. Pring W. Makower  
R. E. Slade W. A. Harwood



PHYSICS STAFF AND RESEARCH GROUP, MANCHESTER, 1913

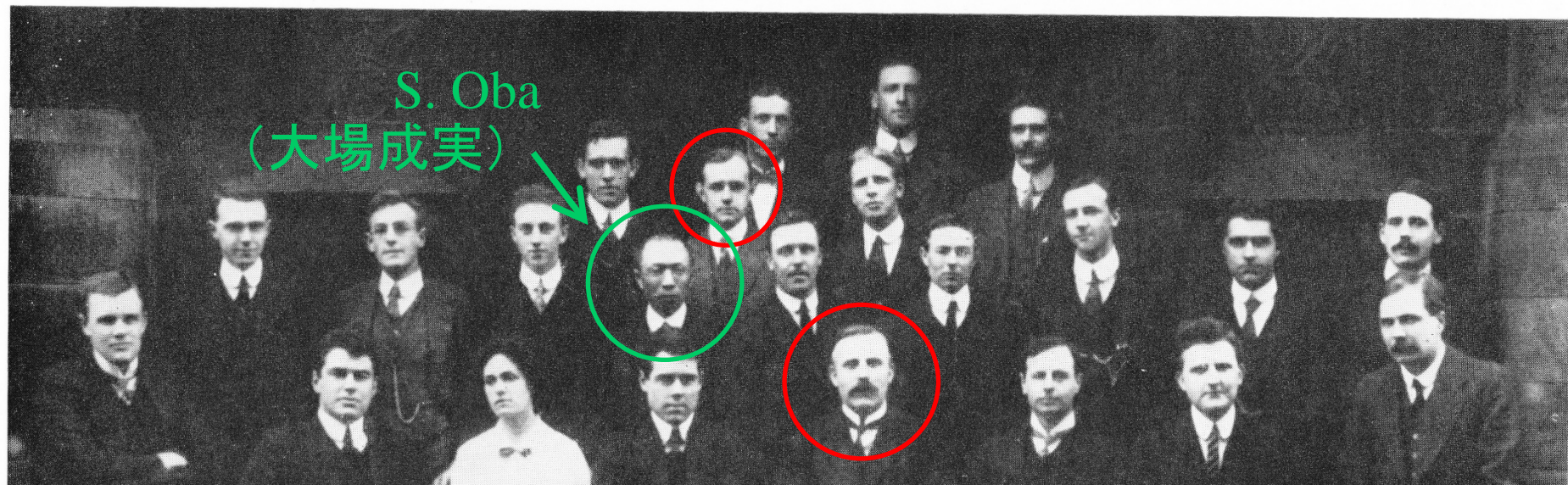
				T. S. Taylor	A. S. Russell				
			H. Richardson	J. M. Nuttall	B. Williams	W. Kay			
A. B. Wood	E. Green	R. H. Wilson	S. Oba	E. Marsden	H. Gerrard	J. Chadwick	F. W. Whaley	H. G. J. Moseley	
H. Robinson	D. C. H. Florance	Miss M. White	J. N. Pring	E. Rutherford	W. Makower	E. J. Evans	C. G. Darwin		



明治専門学校(九州工大の前身)校長  
 →米沢高等工業学校(山大工学部の前身)校長

PHYSICS STAFF AND RESEARCH GROUP, MANCHESTER, 1913

T. S. Taylor    A. S. Russell  
 H. Richards    J. M. Nuttall    B. Williams    W. Kay  
 A. B. Wood    E. Green    R. H. Wilson    S. Oba    E. Marsden    H. Gerrard    J. Chadwick    F. W. Whaley    H. G. J. Moseley  
 H. Robinson    D. C. H. Florance    Miss M. White    J. N. Pring    E. Rutherford    W. Makower, E. J. Evans, C. G. Darwin



歴史の小径

## ラザフォードの指導を受けた日本人若手研究者 ——S. Oba とは誰か

萩野 浩一 <東北大学大学院理学研究科 [hagino@nucl.phys.tohoku.ac.jp](mailto:hagino@nucl.phys.tohoku.ac.jp)>

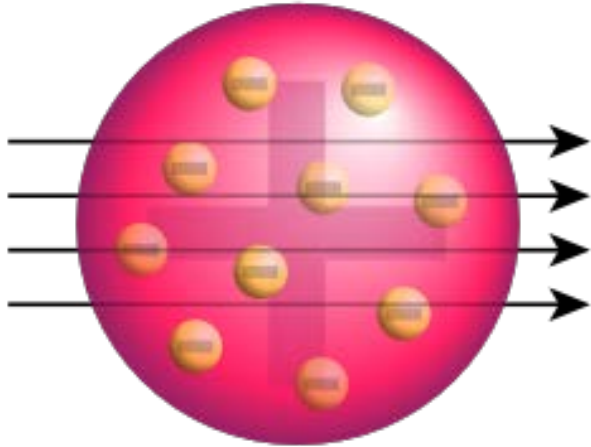
小林 良彦 <九州大学基幹教育院 [kobayashi@artsci.kyushu-u.ac.jp](mailto:kobayashi@artsci.kyushu-u.ac.jp)>

豊田 直樹 <石巻専修大学理工学部, 東北大学>

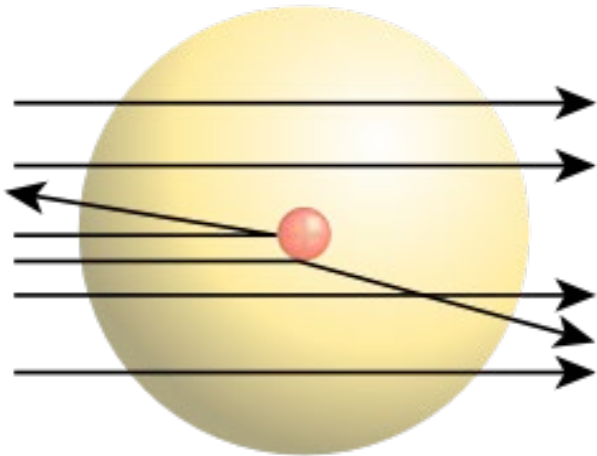
中村 哲 <東北大学大学院理学研究科 [nue@lambda.phys.tohoku.ac.jp](mailto:nue@lambda.phys.tohoku.ac.jp)>

日本物理学会誌  
2019年9月号

# ラザフォード散乱 (ラザフォード、ガイガー、マースデン : 1909年)



J.J. トムソンのぶどうパン模型

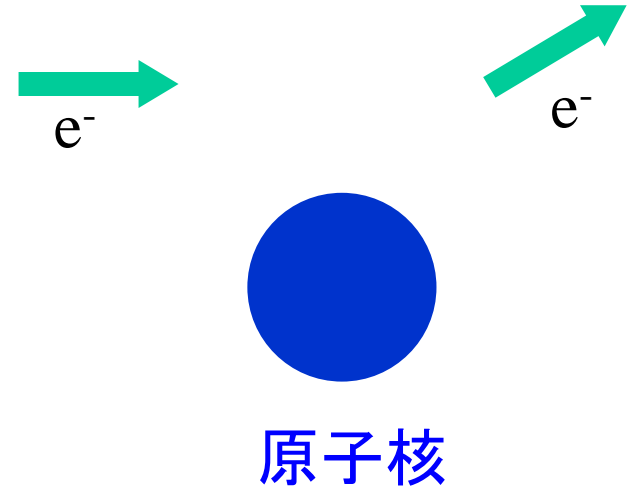
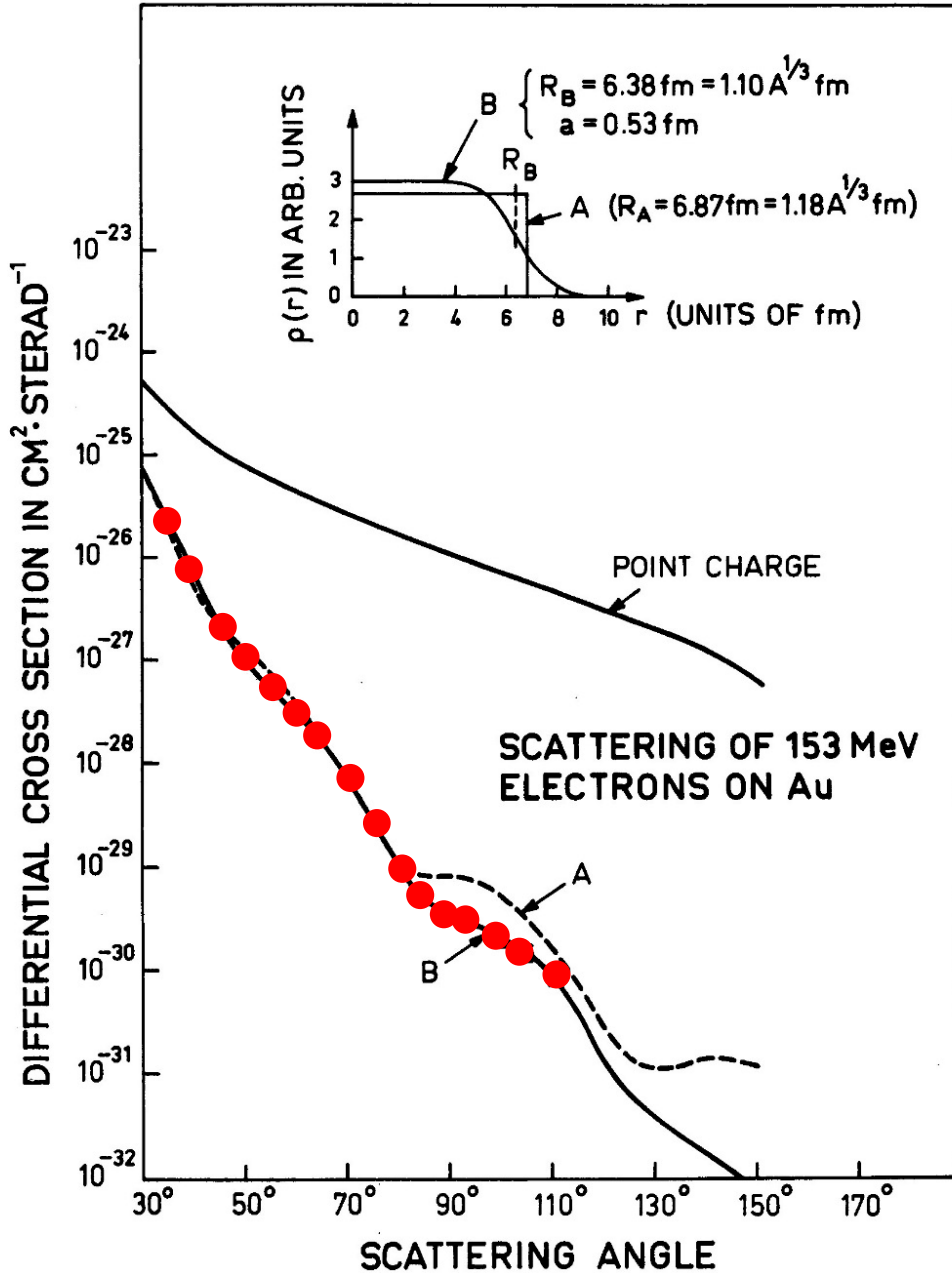


ラザフォードの有核原子模型  
(原子核を点状粒子とみなした  
解析)

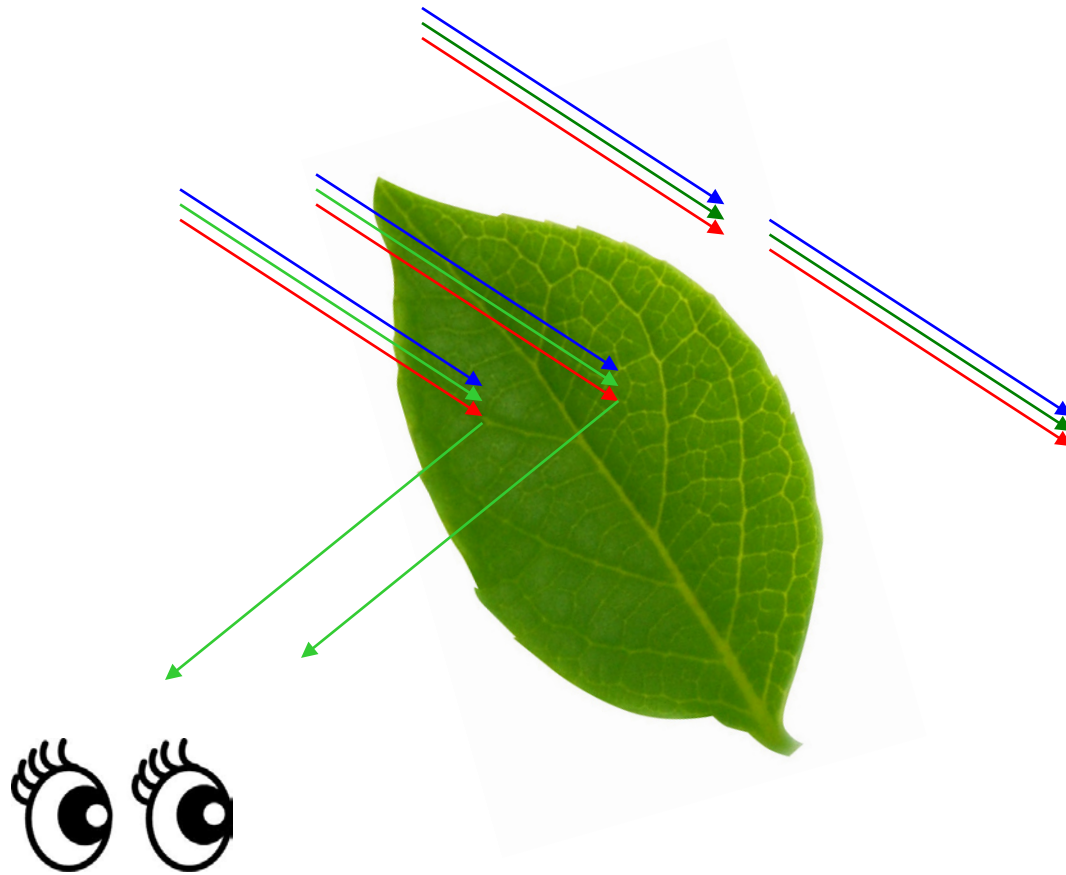
→ 原子核の大きさは約  $2 \times 10^{-14}$  m 以下



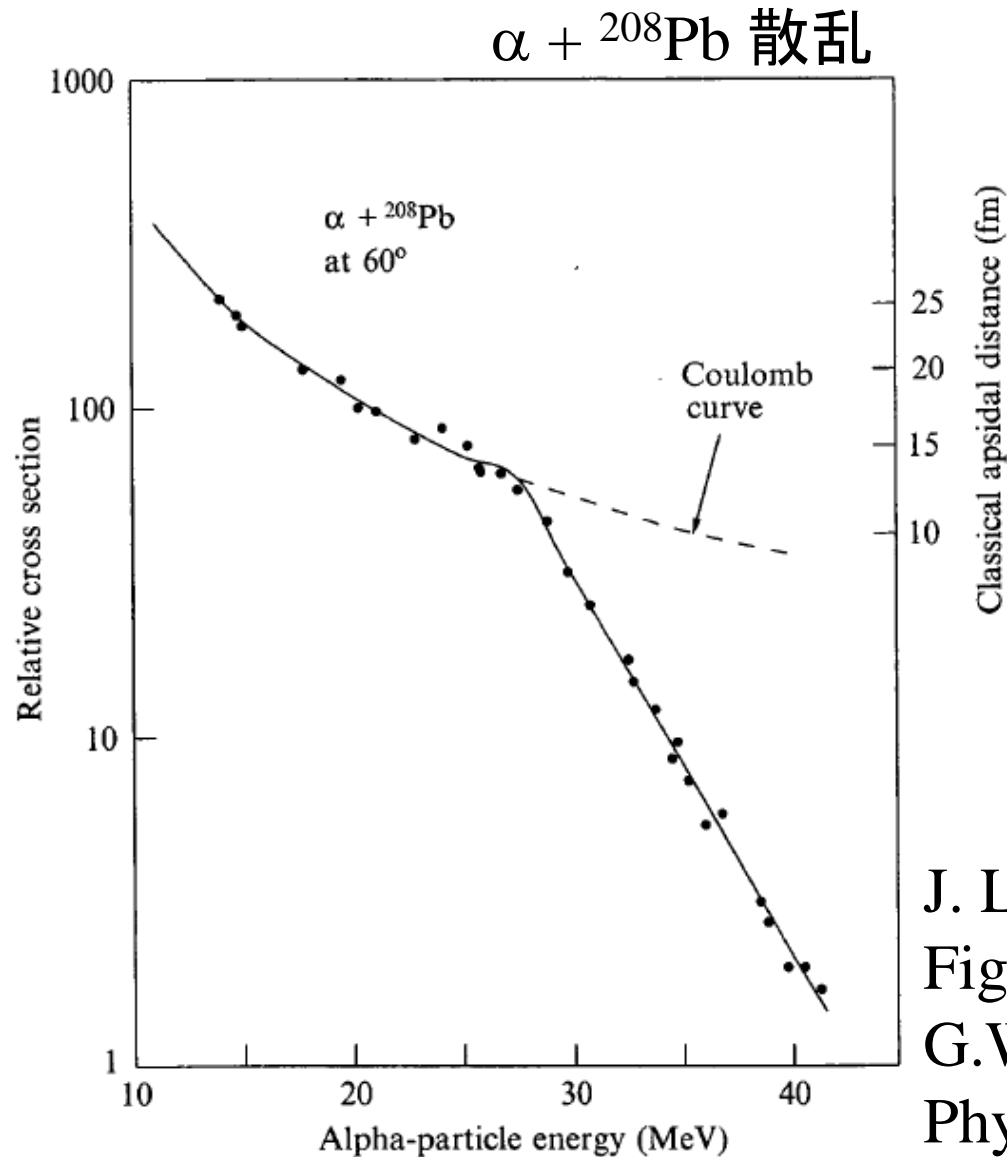
# 電子散乱



# 原子核の吸収から原子核の大きさを見る



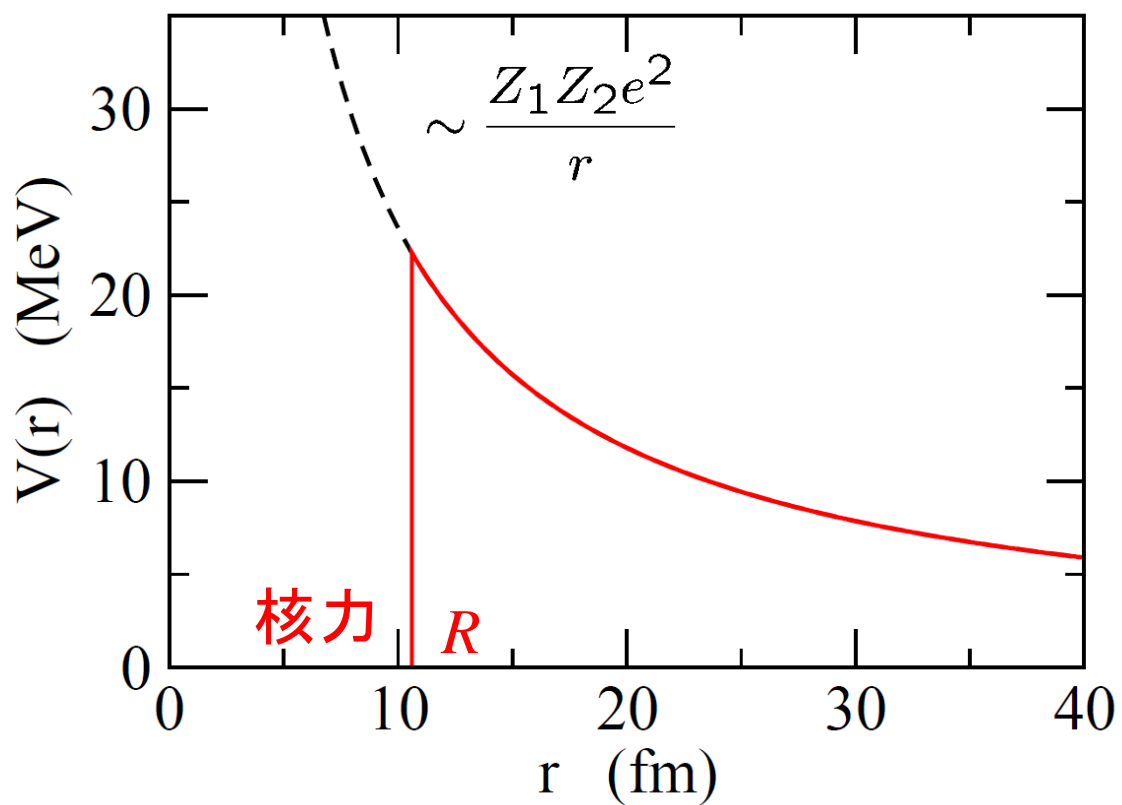
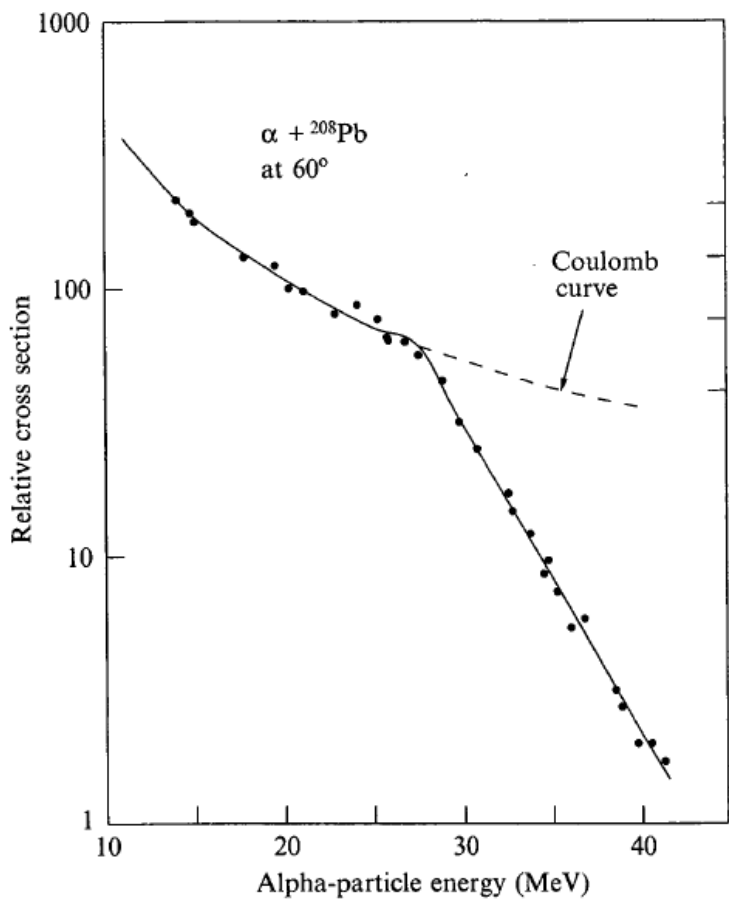
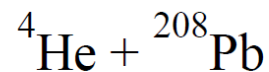
# 原子核の吸収から原子核の大きさを見る



J. Lilley, "Nuclear Physics" (Wiley)  
Fig. 1.13.

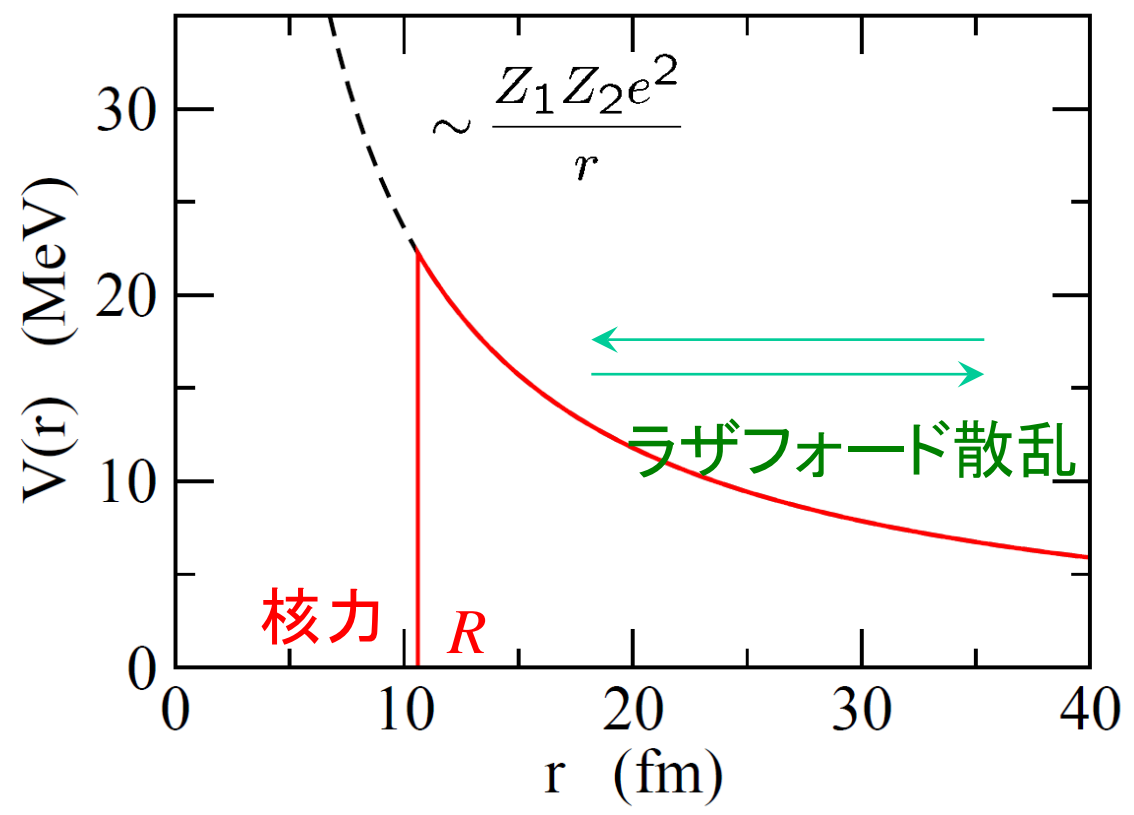
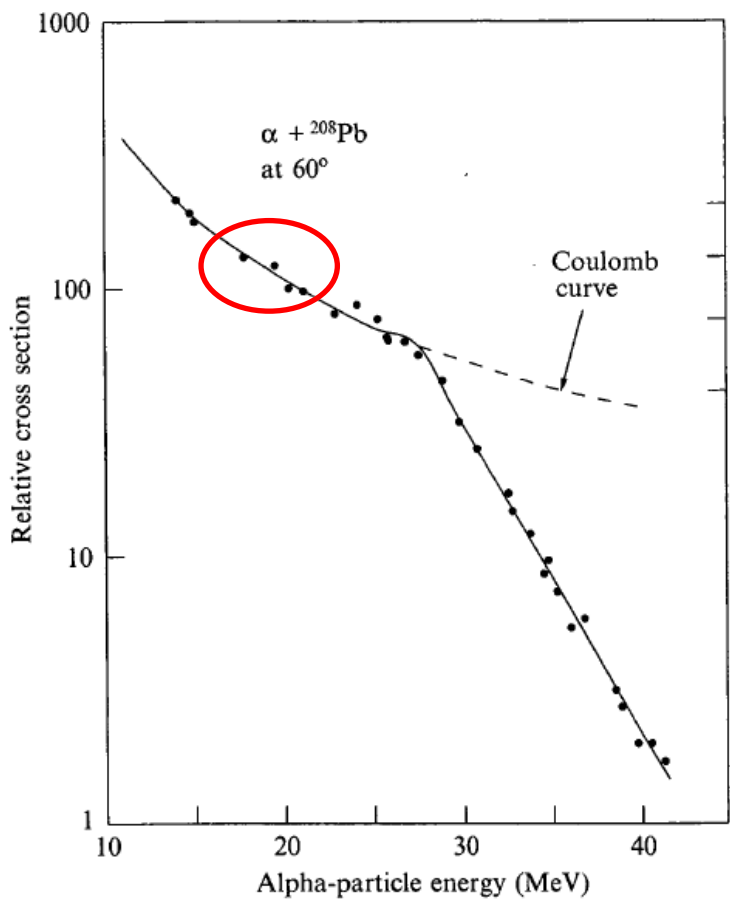
G.W. Farwell and H.E. Wegner,  
Phys. Rev. 95 ('54) 1212.

# 原子核の吸収から原子核の大きさを見る

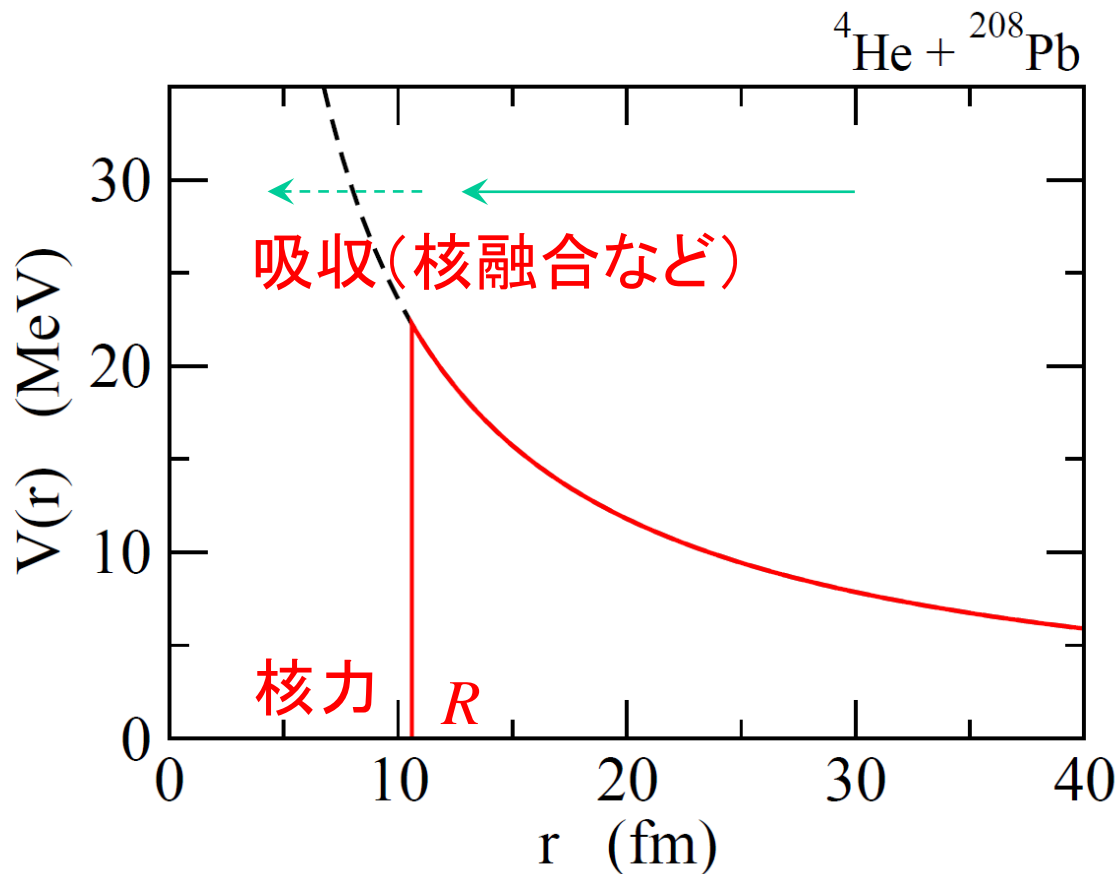
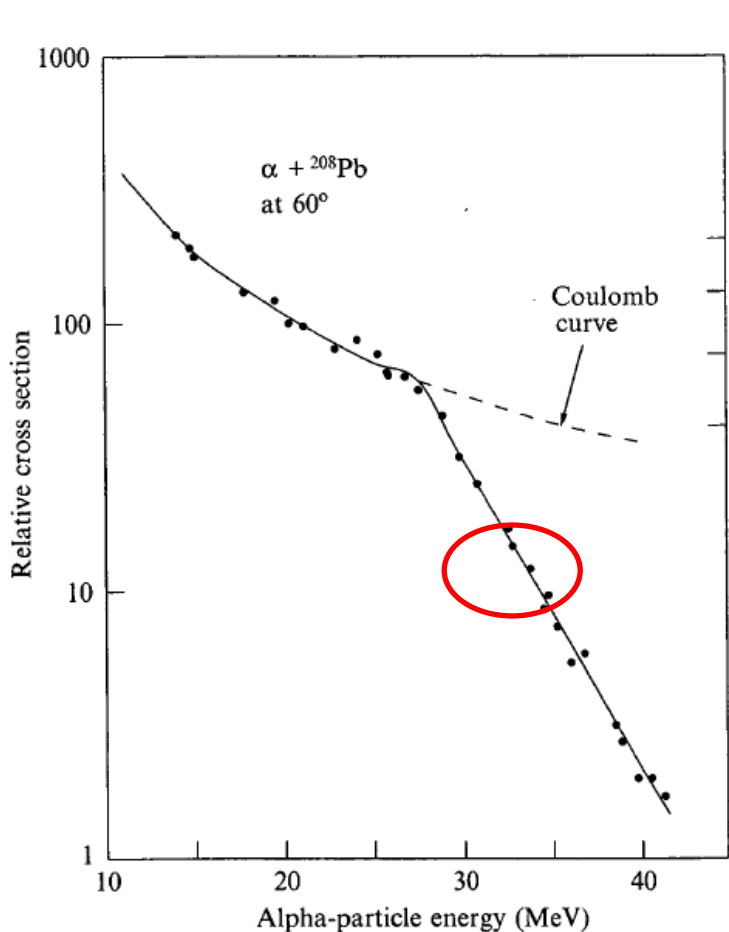


# 原子核の吸収から原子核の大きさを見る

${}^4\text{He} + {}^{208}\text{Pb}$



# 原子核の吸収から原子核の大きさを見る

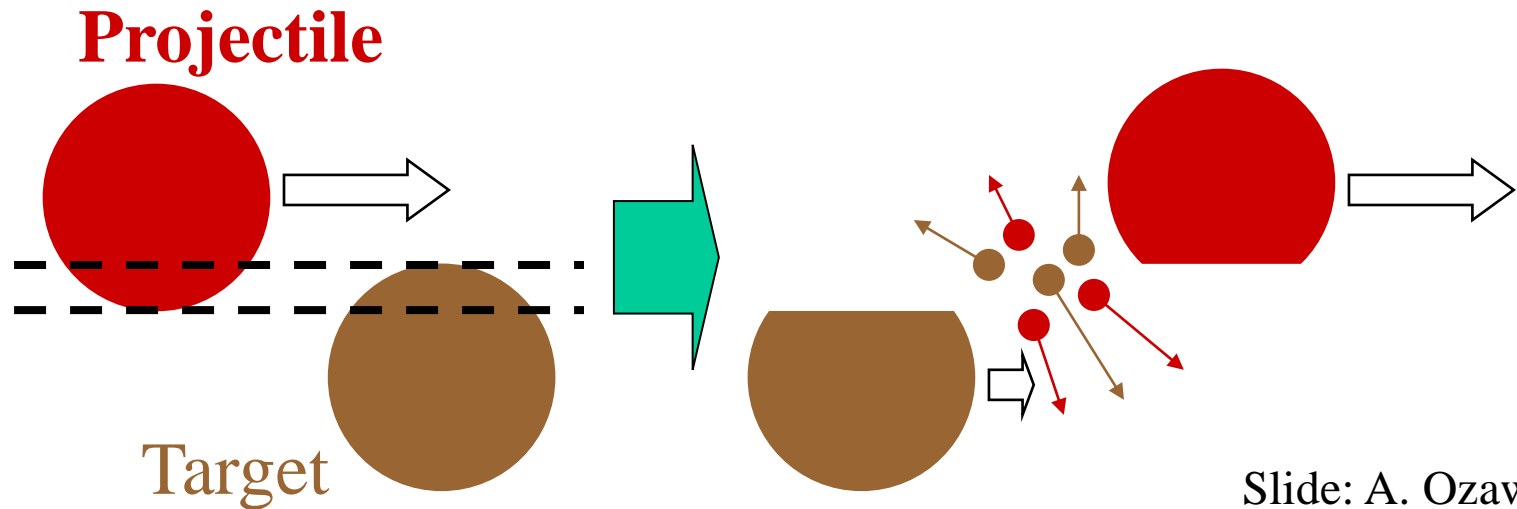
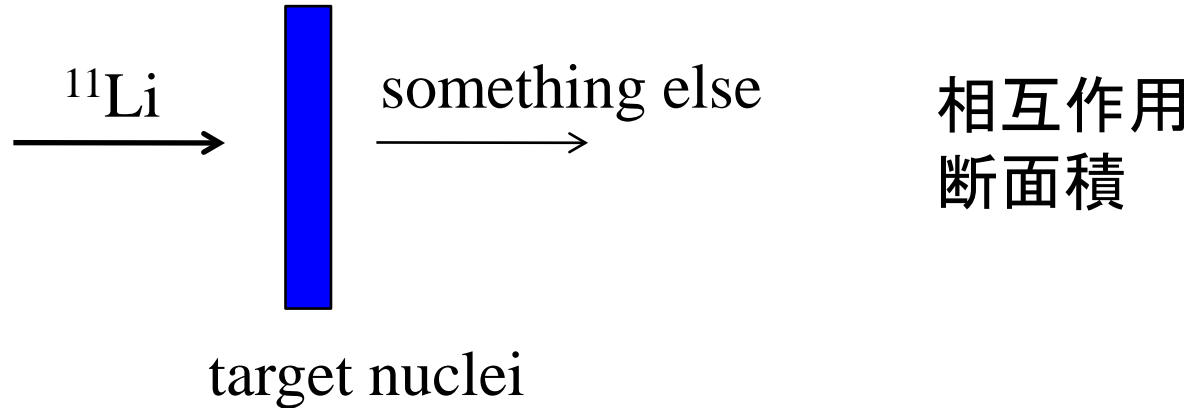


$$\rightarrow R \sim 1.41 A^{1/3} + 2.11 \text{ fm}$$

(核力のレンジや密度分布のテールの効果により  
実際の半径はもう少し小さい)

# 原子核を壊して原子核の大きさを見る

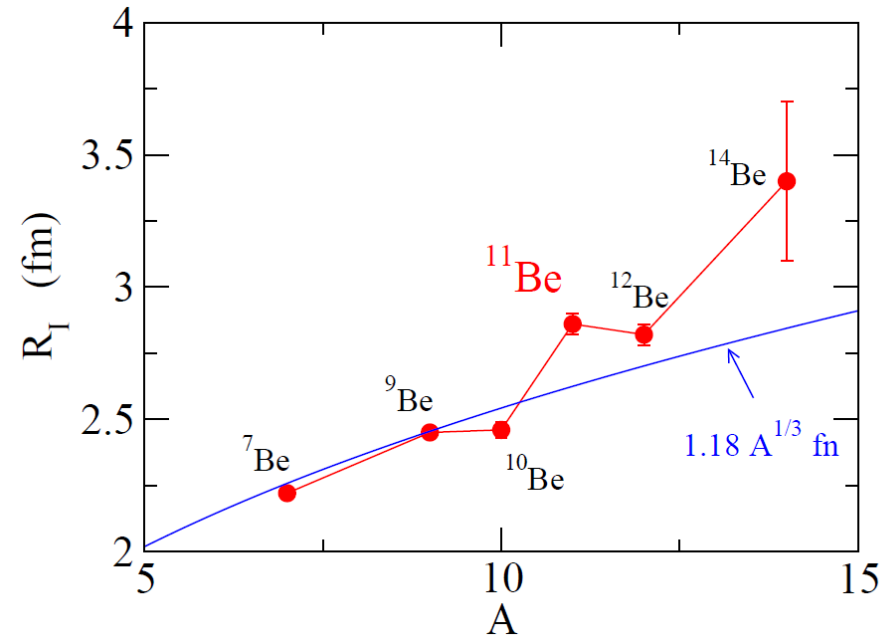
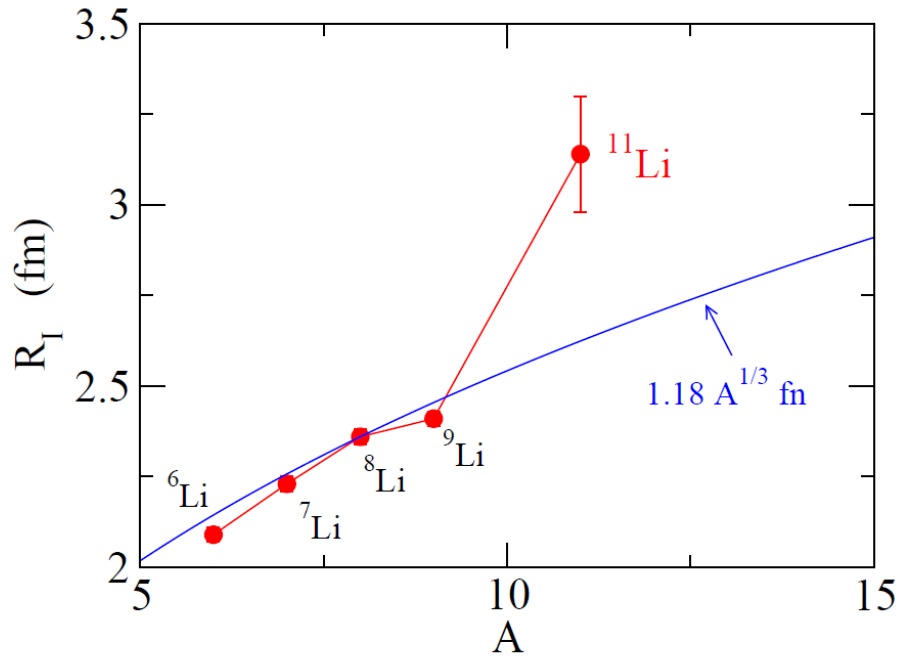
高いエネルギーでぶつけて壊す



Slide: A. Ozawa

2つの原子核が重なった時だけ壊れる → 原子核の半径

# ハロー原子核の発見

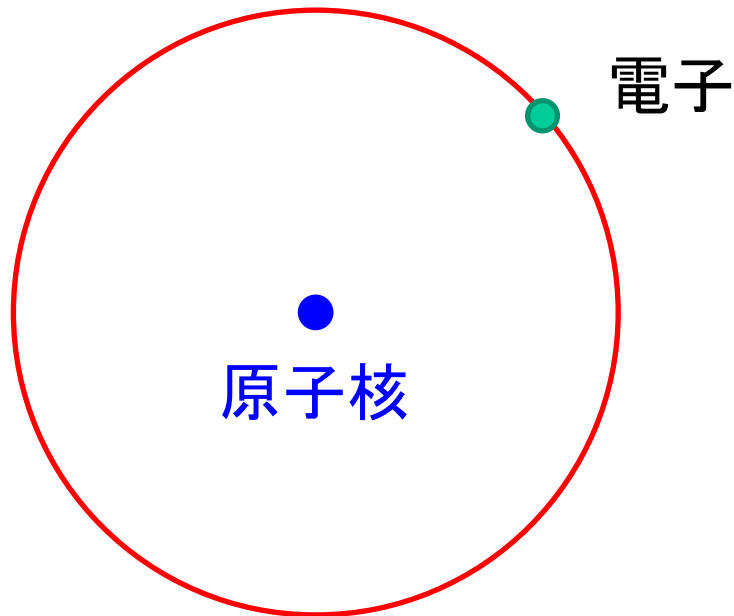


I. Tanihata, T. Kobayashi, O. Hashimoto et al., PRL55('85)2676; PLB206('88)592





# 分光実験による原子核の大きさ



原子核が点電荷だとすると:

$$V(r) = -\frac{Ze^2}{r}$$

→ 
$$E_n = -\frac{1}{2}m_e c^2 \frac{(Z\alpha)^2}{n^2}$$

$$n = n_r + l + 1$$

ボーア半径:

$$a_B = \frac{\hbar}{m_e c \alpha}$$

# 分光実験による原子核の大きさ

実際には原子核は点電荷ではない

➡ スペクトルがずれる

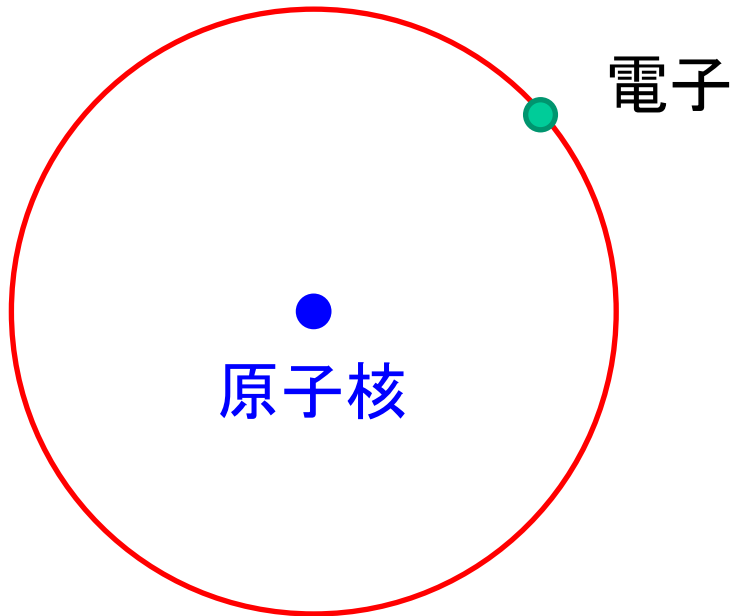
このずれ具合から原子核の大きさを見積もる

ボーア半径: 
$$a_B = \frac{\hbar}{m_e c \alpha}$$

→  $\mu$  粒子を使うと電子の場合より軌道が内側に入り、原子核の情報を見やすい

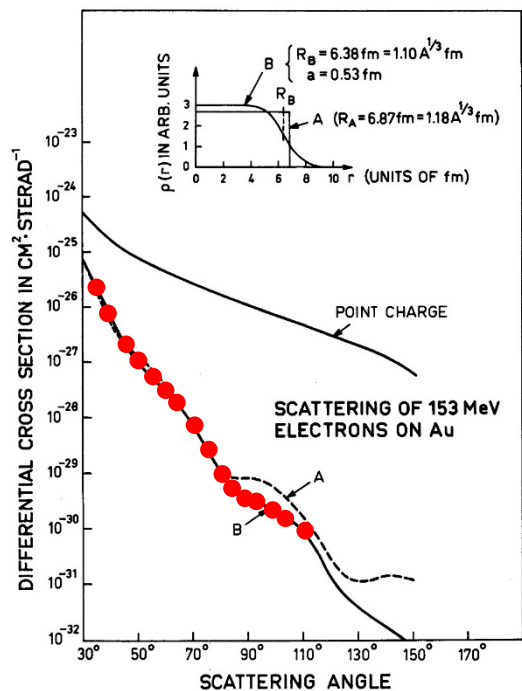
$$m_\mu = 206.7 m_e$$

→  $R \sim (1.2 \pm 0.03) A^{1/3} \text{ fm}$  (八木浩輔「原子核物理学」p.13)

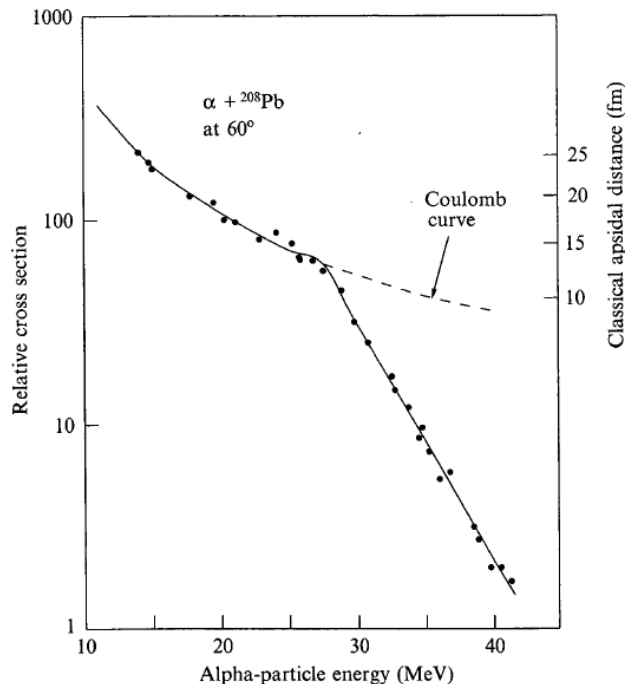


# まとめ:原子核の半径をどう測るか?

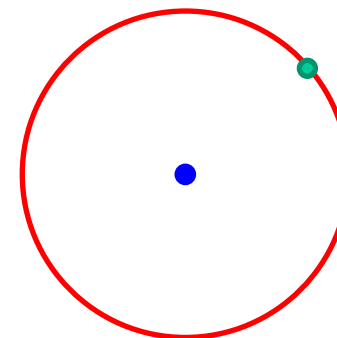
## 電子散乱



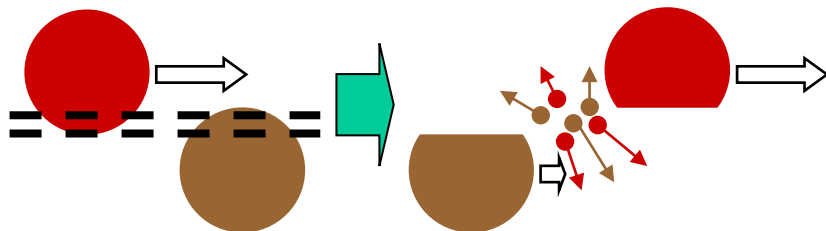
## 吸収断面積



## 分光実験



## 相互作用断面積



# 陽子半径パズル

