

# ③ 体核力へのアプローチ

## Part 3

重陽子-陽子散乱と三体核力



TOHOKU  
UNIVERSITY

東北大学大学院理学研究科

関口仁子

# 前回の補足

# 偏極断面積と偏極量

一般にスピン $S$ を持った粒子の密度行列は  $0 \leq k \leq 2S$  の既約テンソル $\tau_{kq}$ の和として表現することができる。

$$\rho = \frac{1}{2S+1} \sum_{k,q} \langle \tau_{kq} \rangle \tau_{kq}^+ \quad \langle \tau_{kq} \rangle = \text{Tr}(\rho \tau_{kq})$$

Spin 1/2 の場合 rank=1 のみで

$$\begin{aligned} \tau_{00} &\equiv I = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \tau_{10} \equiv \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \\ \tau_{11} &\equiv -\frac{1}{\sqrt{2}}(\sigma_x + i\sigma_y) = \begin{pmatrix} 0 & -\sqrt{2} \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \tau_{1-1} \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(\sigma_x - i\sigma_y) = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ \sqrt{2} & 0 \end{pmatrix}, \end{aligned}$$

$$\rho = \frac{1}{2} [\langle \tau_{00} \rangle \tau_{00}^+ + \langle \tau_{10} \rangle \tau_{10}^+ + \langle \tau_{1-1} \rangle \tau_{1-1}^+ + \langle \tau_{11} \rangle \tau_{11}^+]$$

## Spin 1 の場合

$k = 0$  : スカラー

$$\tau_{00} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$k = 1$  : ベクトル(1階テンソル)

$$\tau_{10} = \sqrt{\frac{3}{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, \tau_{11} = \sqrt{\frac{3}{2}} \begin{pmatrix} 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \tau_{1-1} = \sqrt{\frac{3}{2}} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix},$$

$k = 2$  : テンソル(2階テンソル)

$$\tau_{20} = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -2 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \tau_{21} = \sqrt{\frac{3}{2}} \begin{pmatrix} 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \tau_{22} = \sqrt{3} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\tau_{2-1} = \sqrt{\frac{3}{2}} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \end{pmatrix}, \tau_{2-2} = \sqrt{3} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

直行座標系でのスピン偏極と球面テンソル表示でのスピン偏極の表現との関係

$$\begin{aligned}
 \langle \tau_{00} \rangle &= I & P_z &= \sqrt{\frac{2}{3}} \langle \tau_{10} \rangle \\
 \langle \tau_{10} \rangle &= \sqrt{\frac{3}{2}} P_z & P_y &= \frac{i}{\sqrt{3}} [\langle \tau_{1-1} \rangle + \langle \tau_{11} \rangle] \\
 \langle \tau_{11} \rangle &= -\frac{\sqrt{3}}{2} (P_x + iP_y) & P_x &= \frac{1}{\sqrt{3}} [\langle \tau_{1-1} \rangle - \langle \tau_{11} \rangle] \\
 \langle \tau_{1-1} \rangle &= \frac{\sqrt{3}}{2} (P_x - iP_y) & P_{zz} &= \sqrt{2} \langle \tau_{20} \rangle \\
 \langle \tau_{20} \rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} P_{zz} & P_{yy} &= -\frac{\sqrt{3}}{2} [\langle \tau_{2-2} \rangle + \langle \tau_{22} \rangle] - \frac{1}{\sqrt{2}} \langle \tau_{20} \rangle \\
 \langle \tau_{21} \rangle &= -\frac{1}{\sqrt{3}} (P_{xz} + iP_{yz}) & P_{xx} &= \frac{\sqrt{3}}{2} [\langle \tau_{2-2} \rangle + \langle \tau_{22} \rangle] - \frac{1}{\sqrt{2}} \langle \tau_{20} \rangle \\
 \langle \tau_{2-1} \rangle &= \frac{1}{\sqrt{3}} (P_{xz} - iP_{yz}) & P_{xz} &= \frac{\sqrt{3}}{2} [\langle \tau_{2-1} \rangle - \langle \tau_{21} \rangle] \\
 \langle \tau_{22} \rangle &= \frac{1}{2\sqrt{3}} (P_{xx} - P_{yy}) + \frac{i}{\sqrt{3}} P_{xy} & P_{yz} &= \frac{i\sqrt{3}}{2} [\langle \tau_{2-1} \rangle + \langle \tau_{21} \rangle] \\
 \langle \tau_{2-2} \rangle &= \frac{1}{2\sqrt{3}} (P_{xx} - P_{yy}) - \frac{i}{\sqrt{3}} P_{xy} & P_{xy} &= \frac{i\sqrt{3}}{2} [\langle \tau_{2-2} \rangle - \langle \tau_{22} \rangle]
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 P_{yx} &= P_{xy}, & P_{zx} &= P_{xz}, & P_{zy} &= P_{yz} \\
 P_{xx} + P_{yy} + P_{zz} &= 0
 \end{aligned}$$

偏極ビームを入射した場合、それによって引き起こされる散乱・反応の断面積を考える。入射粒子の密度行列は

$$\rho_i^{\text{pol.}} = \frac{1}{2S+1} \sum_{k,q} \langle \tau_{kq} \rangle_{\text{beam}} \tau_{kq}^+$$

$$\langle \tau_{kq} \rangle_{\text{beam}} = \text{Tr}(\rho_i^{\text{pol.}} \tau_{kq})$$

散乱・反応後の密度行列は

$$\rho_f^{\text{pol.}} = \mathcal{T} \rho_i^{\text{pol.}} \mathcal{T}^+ \quad \mathcal{T} : \text{遷移行列}$$

この時、反応断面積は

$$\begin{aligned} \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{pol.}} &= \text{Tr} \rho_f^{\text{pol.}} = \text{Tr} \left( \mathcal{T} \rho_i^{\text{pol.}} \mathcal{T}^+ \right) \\ &= \frac{1}{2S+1} \sum_{k,q} \langle \tau_{kq} \rangle_{\text{beam}} \text{Tr} \left( \mathcal{T} \tau_{kq}^+ \mathcal{T}^+ \right) \\ &= \left( \frac{\text{Tr}(\mathcal{T} \mathcal{T}^+)}{2S+1} \right) \frac{\sum_{k,q} \langle \tau_{kq} \rangle_{\text{beam}} \text{Tr} \left( \mathcal{T} \tau_{kq}^+ \mathcal{T}^+ \right)}{\text{Tr}(\mathcal{T} \mathcal{T}^+)} \\ &= \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{unpol.}} \sum_{kq} t_{kq} T_{kq} , \end{aligned}$$

ビーム偏極度

$$t_{kq} \equiv \langle \tau_{kq} \rangle_{\text{beam}} = \text{Tr}(\rho_i^{\text{pol.}} \tau_{kq})$$

偏極分解能

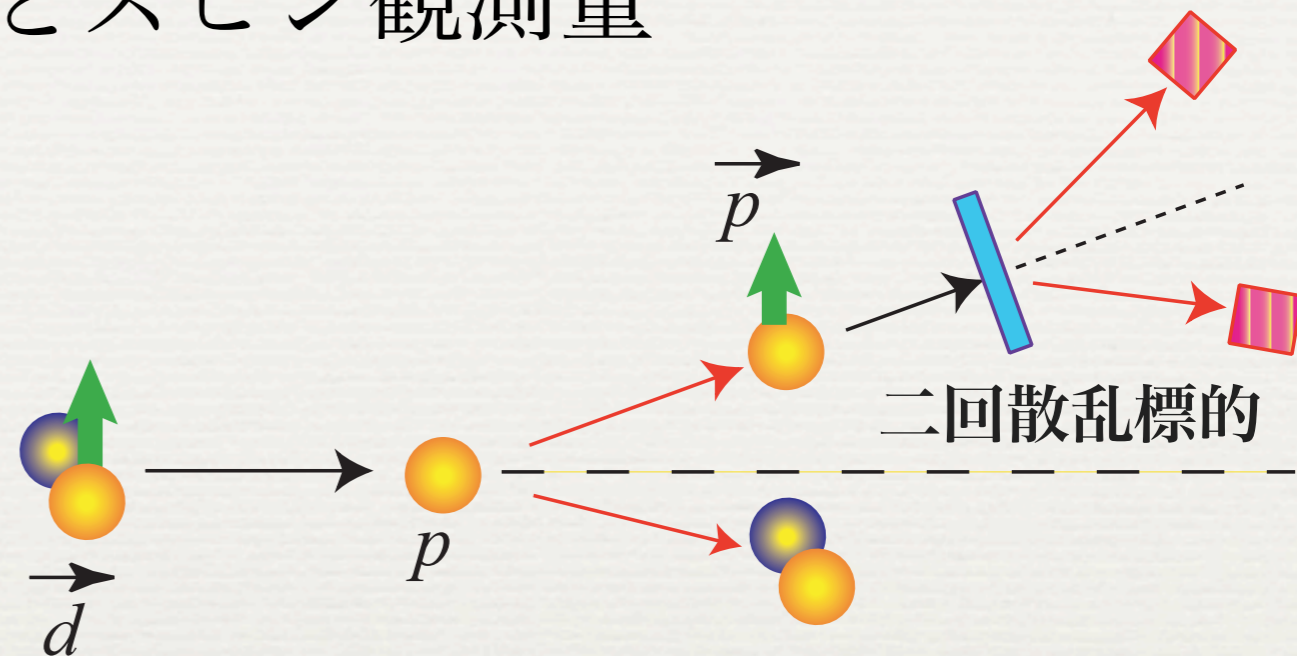
$$T_{kq} \equiv \frac{\text{Tr} \left( \mathcal{T} \tau_{kq}^+ \mathcal{T}^+ \right)}{\text{Tr}(\mathcal{T} \mathcal{T}^+)}$$

# 偏極微分断面積とスピン観測量

スピン偏極度  $p_{ij}$  ( $i, j = x, y, z$ ) を持つビームを標的に入射すると、散乱の非対称が生じる。

Spin 1 の場合

偏極分解能  $A_{ij}$  ( $i, j = x, y, z$ )



$$\sigma = \sigma_0 \left( 1 + \frac{3}{2} p_y A_y + \frac{2}{3} p_{xz} A_{xz} + \frac{1}{3} p_{xx} A_{xx} + \frac{1}{3} p_{yy} A_{yy} + \frac{1}{3} p_{zz} A_{zz} \right)$$

重陽子から陽子への偏極移行量  $K_{ij}$  ( $i, j = x, y, z$ )

$$p'_y \sigma = \sigma_0 \left( P^{y'} + \frac{3}{2} p_y K_y^{y'} + \frac{2}{3} p_{xz} K_{xz}^{y'} + \frac{1}{3} p_{xx} K_{xx}^{y'} + \frac{1}{3} p_{yy} K_{yy}^{y'} + \frac{1}{3} p_{zz} K_{zz}^{y'} \right)$$

$$K_{kq}^{l'} \equiv \frac{\text{Tr} \left( \mathcal{T} \tau_{kq}^+ \mathcal{T}^+ \sigma_{l'} \right)}{\text{Tr}(\mathcal{T} \mathcal{T}^+)}$$

# ③ 体核 **力** へのアプローチ

## Part 3

重陽子-陽子散乱と三体核力



TOHOKU  
UNIVERSITY

東北大学大学院理学研究科

関口仁子



# 三体核力へのアプローチ

◆ ③つの条件

1. 三体問題を解く

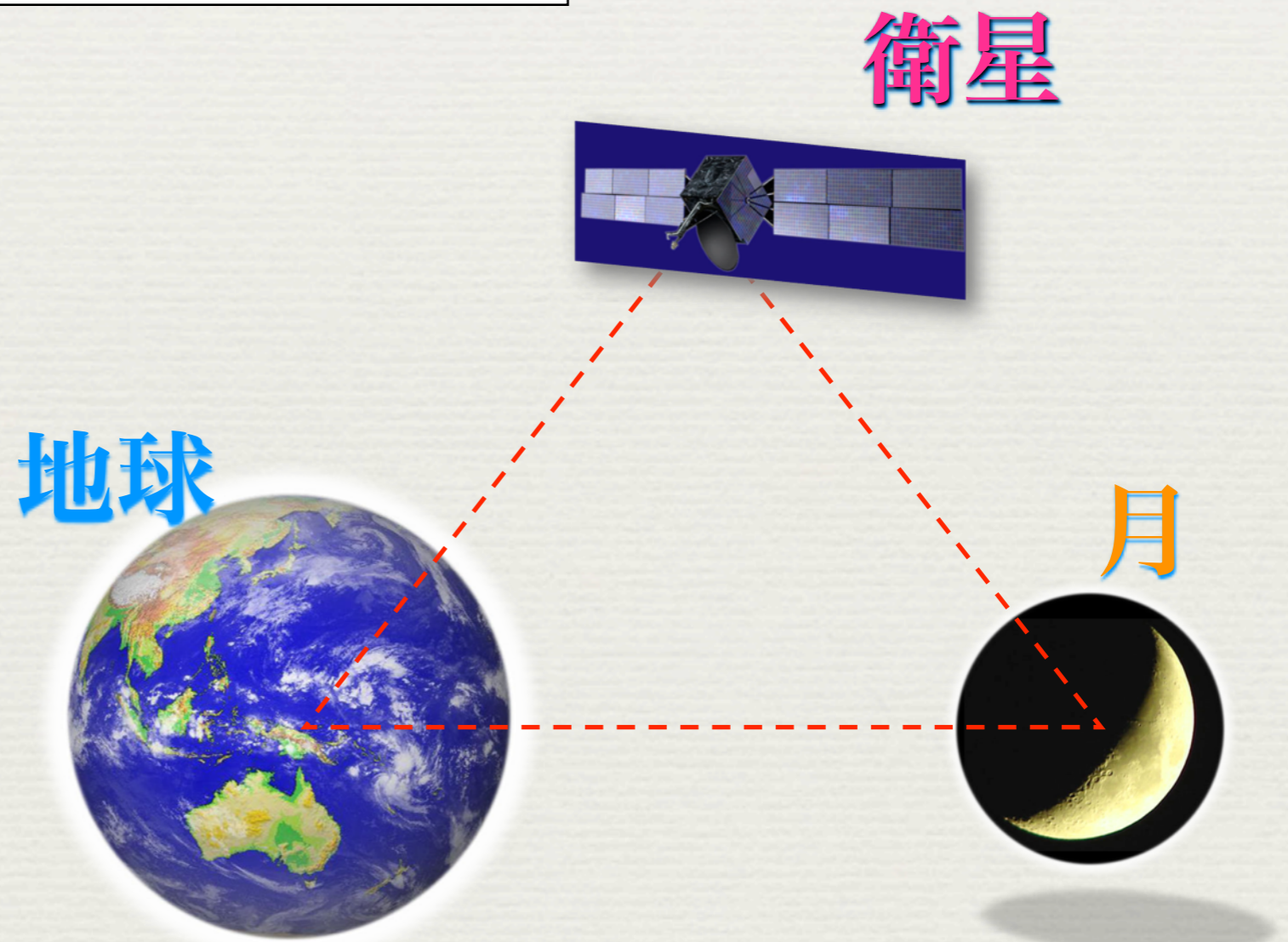
2. 二体力が解っている

3. 理論を検証するための実験

# ③ 三体問題を解く

古典(ニュートン)力学での三体問題

$$H = \frac{P_E^2}{2m_E} + \frac{P_M^2}{2m_M} + \frac{P_G^2}{2m_G} - \frac{Gm_E m_M}{r_{EM}} - \frac{Gm_E m_G}{r_{EG}} - \frac{Gm_M m_G}{r_{MG}}$$

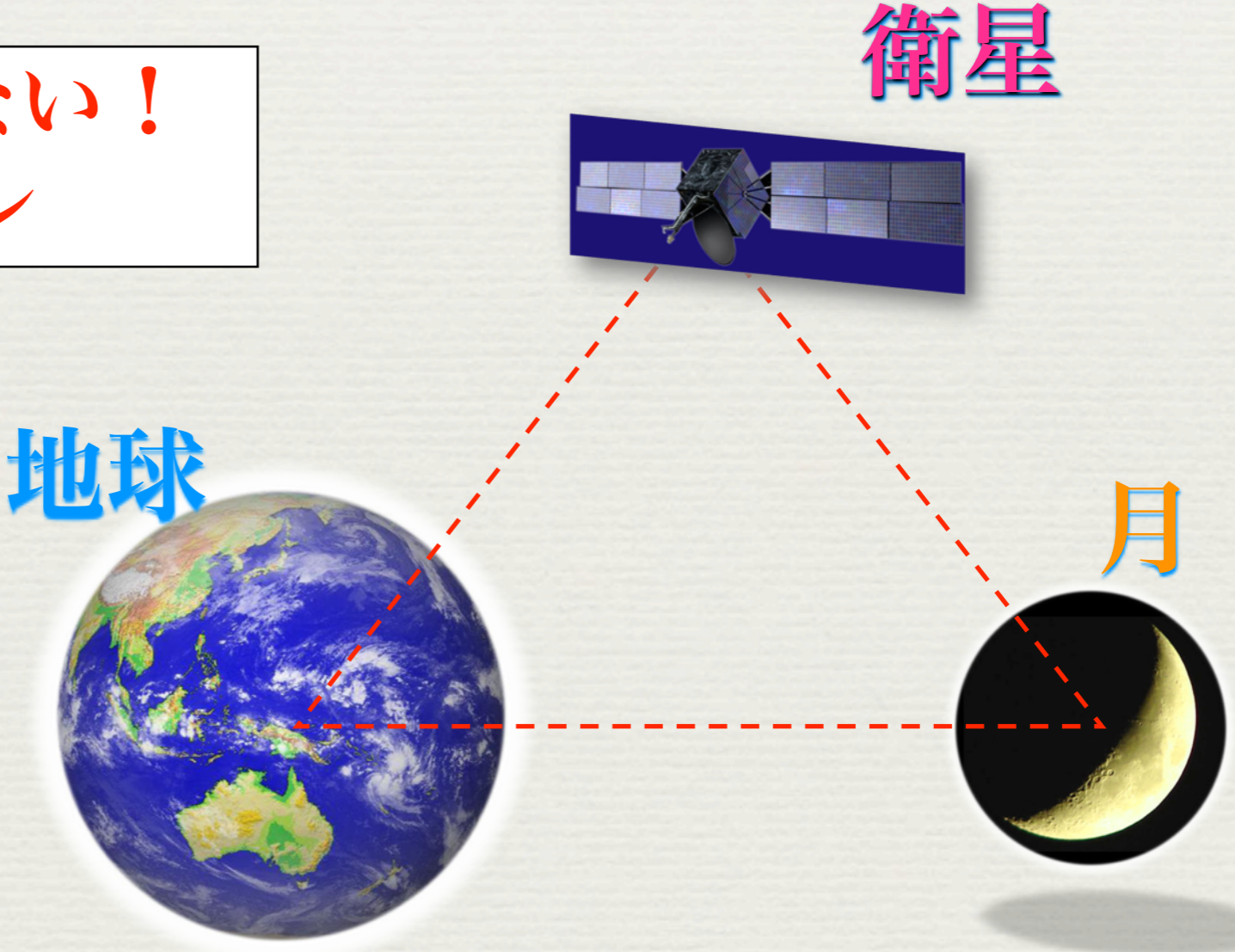


# ③ 三体問題を解く

古典(ニュートン)力学での三体問題

$$H = \frac{P_E^2}{2m_E} + \frac{P_M^2}{2m_M} + \frac{P_G^2}{2m_G} - \frac{Gm_E m_M}{r_{EM}} - \frac{Gm_E m_G}{r_{EG}} - \frac{Gm_M m_G}{r_{MG}}$$

**解析的には解けない！**  
**BY ポアンカレ**

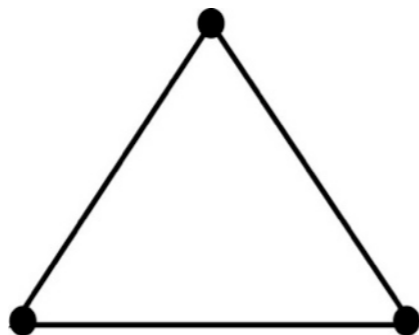


□ 200年前から特解が2つ知られていた

直線解



正三角解

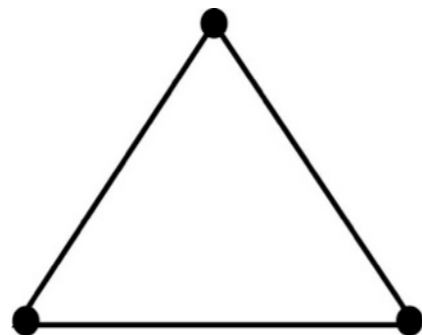


□ 200年前から特解が2つ知られていた

直線解



正三角解



□ 13年前に第3の特解発見される!

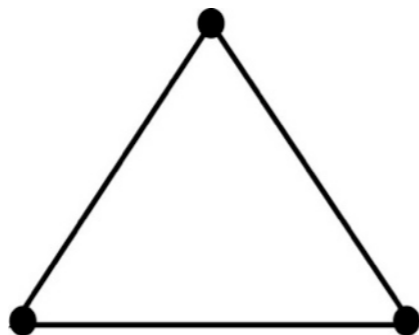
Chenciner-Montgomery, Ann. Math. 152(2000)881

# □ 200年前から特解が2つ知られていた

直線解

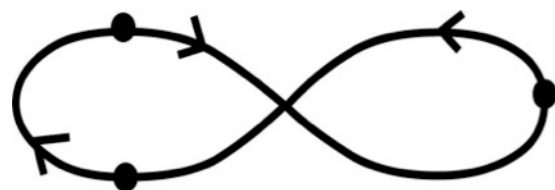


正三角解



# □ 13年前に第3の特解発見される!

Chenciner-Montgomery, Ann. Math. 152(2000)881

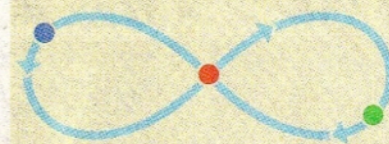


2001年(平成13年)6月13日 水曜日

享月 日 新 聞 (夕刊)

3つの天体が追いかけてくぐるように「8」の字の軌道を動くケースがありうることを、米国の数学者らが証明した。3つの物体が力を及ぼし合う「3体問題」の運動方程式は、特別な条件の場合にしか解けない。8の字軌道はその数少ない答えの一つ。こうした軌道の存在が数学的に証明されるのは珍しいという。

The Asahi Shimbun  
新たに証明された8の字の軌道



8の字軌道追いかけて

「3体問題」に新しい解

米カリフォルニア大サンタクルーズ校のリチャード・モントゴメリー教授らが「変分法」を使って証明し、米数学専門誌に発表した。3つの物体の質量が同じで平面上にある場合、運動方程式は、8の字の軌道を描く解があるという。

線の上に並んだままの場合②正三角形の頂点に位置した場合—の2つが求められている。太陽、木星、トロヤ群小惑星は正三角形の頂点の位置にある。形もきれいで、興味深い」と話す。

3つの物体はこの軌道を同じ向きに、ぶつかることなく回り続ける。軌道を通る周期が3分の1に発した。3つの物体の質量が同じで平面上にある場合、運動方程式は、8の字の軌道を描く解があるという。

3体問題の解は、18世紀に、①3つの物体が直線の上に並ぶ。

3つの物体はこの軌道を同じ向きに、ぶつかることなく回り続ける。軌道を通る周期が3分の1に発した。3つの物体の質量が同じで平面上にある場合、運動方程式は、8の字の軌道を描く解があるという。

コンピュータの発達で、3つ以上の物体の運動でも、計算で軌道が求められるようになった。

しかし、本当に存在するかの示すには、厳密な数学的証明が必要だ。

金沢大学の伊藤秀一教授(力学系理論)は「直線の場合には、簡単に解ける。数学的な方法が整ったままでは」と語る。

木下宙教授(天体力学)は「天体の質量が3つとも同じケースがある」とも同じケースがあるとは考えにくい。可能性は低いのでは」とみる。

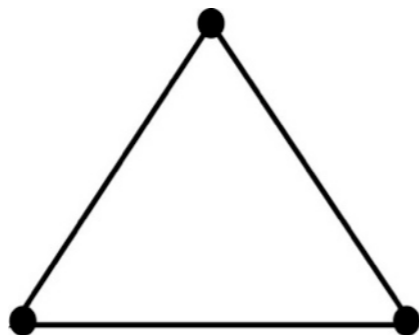
科学

# □ 200年前から特解が2つ知られていた

直線解



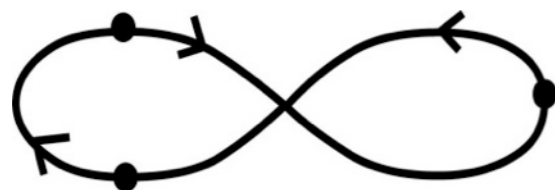
正三角解



三体問題は重要で現在でも盛んに研究されている！

# □ 13年前に第3の特解発見される！

Chenciner-Montgomery, Ann. Math. 152(2000)881

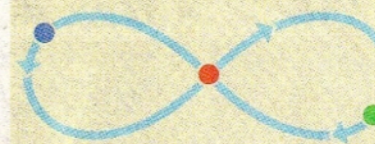


2001年(平成13年)6月13日 水曜日

科学 新聞 (夕刊)

3つの天体が追いかけっこをするように「8」の字の軌道を動くケースがありうることを、米国の数学者らが証明した。3つの物体が力を及ぼし合う「3体問題」の運動方程式は、特別な条件の場合にしか解けない。8の字軌道はその数少ない答えの一つ。こうした軌道の存在が数学的に証明されるのは珍しいという。

The Asahi Shimbun  
新たに証明された8の字の軌道



8の字軌道追いか

「3体問題」に新しい解

米カリフォルニア大サントクルーズ校のリチャード・モントゴメリー教授らが「変分法」を使って証明し、米数学専門誌に発表した。3つの物体の質量が同じで平面上にある場合、運動方程式は、8の字の軌道を描く解があるという。

3つの物体はこの軌道を同じ向きに、ぶつかることなく回り続ける。軌道は3分の1の周期で繰り返され、1分を1秒とすると、1秒間に1分進むことになる。軌道は、3つ以上の物体の運動でも、計算で軌道が求められるようになった。しかし、本当に存在するのかを示すには、厳密な数学的証明が必要だ。金沢大学の伊藤秀一教授(力学系理論)は「直線上に並んだままの場合②正三角形の頂点に位置した場合——の2つが求められている。太陽、木星、トロヤ群小惑星は正三角形の頂点の位置にある。形もきれいで、興味深い」と話す。

線や正三角形に比べ、単にはでこない解。数学的な方法が整ったまま味深い」と話す。

数学的に存在が証明されたといっても、実際の宇宙に8の字を描く天体があるのかどうかは、わからない。国立天文台の木下宙教授(天体力学)は「天体の質量が3つとも同じケースがあるとは考えにくい。可能性は低いのでは」とみる。

# ③ 三体問題を解く

量子力学での三体問題

量子三体問題は解ける！

- ハイゼンベルグの不確定性原理

$$\Delta p \Delta x \sim \hbar = h/2\pi \quad : \text{自由度が減る}$$

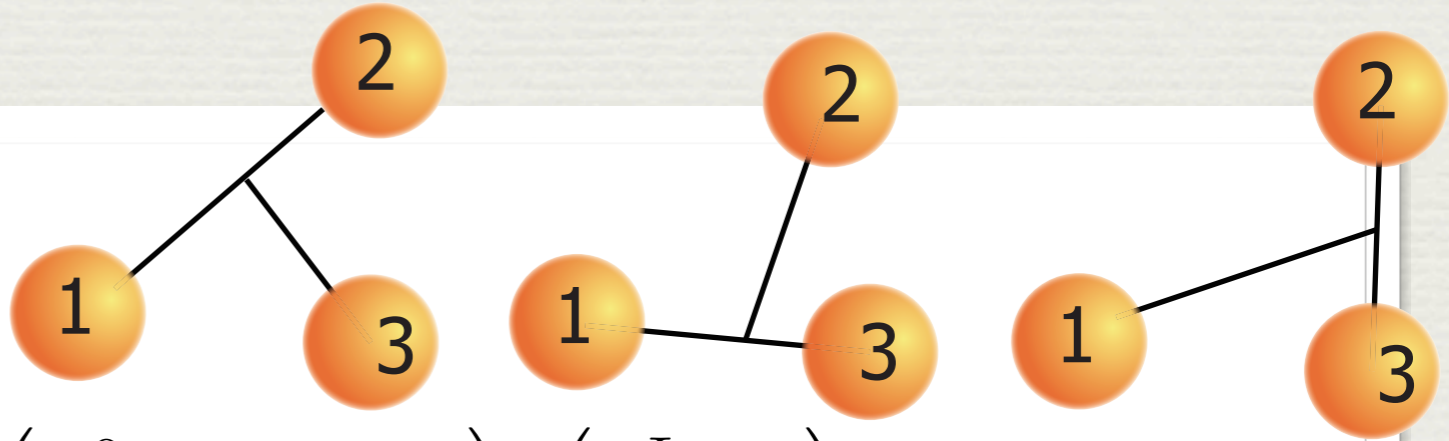
- ファデーエフ方程式

量子三体系を解く方程式 (L.D. ファデーエフ 1961年)

$$H = H_0 + V_{12}^{NN} + V_{23}^{NN} + V_{31}^{NN}$$

$$\Psi = \Psi_{23,1} + \Psi_{31,2} + \Psi_{12,3}$$

$$\begin{pmatrix} \Psi_{23,1} \\ \Psi_{31,2} \\ \Psi_{12,3} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_{23,1} \\ \phi_{31,2} \\ \phi_{12,3} \end{pmatrix} + G_0 \begin{pmatrix} 0 & t_{23} & t_{23} \\ t_{31} & 0 & t_{31} \\ t_{12} & t_{12} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi_{23,1} \\ \Psi_{31,2} \\ \Psi_{12,3} \end{pmatrix}$$





# 三体核力へのアプローチ

## ◆ ③つの条件

1. 三体問題を解く
2. 二体力が解っている
3. 理論を検証するための実験

# 三体核力へのアプローチ

## ◆ ③つの条件

1. 三体問題を解く

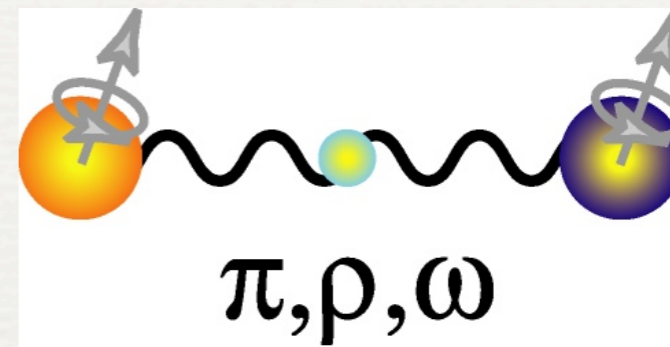
2. 二体力が解っている

3. 理論を検証するための実験

# 二体核力

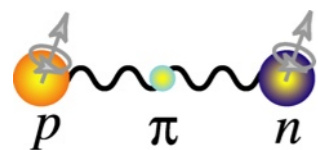
1935年 湯川の中間子交換理論

Proc. Phys. Math. Soc. Jpn 17, 48 (1935)

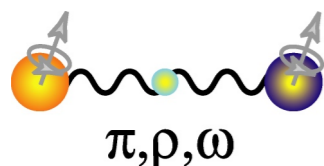


その後

## 理論



$\pi$ 中間子交換に基づく核力理論



$\rho, \omega$ 中間子など $\pi$ 中間子より重い中間子を考慮した核力理論

## 実験

陽子-陽子散乱、陽子-中性子散乱

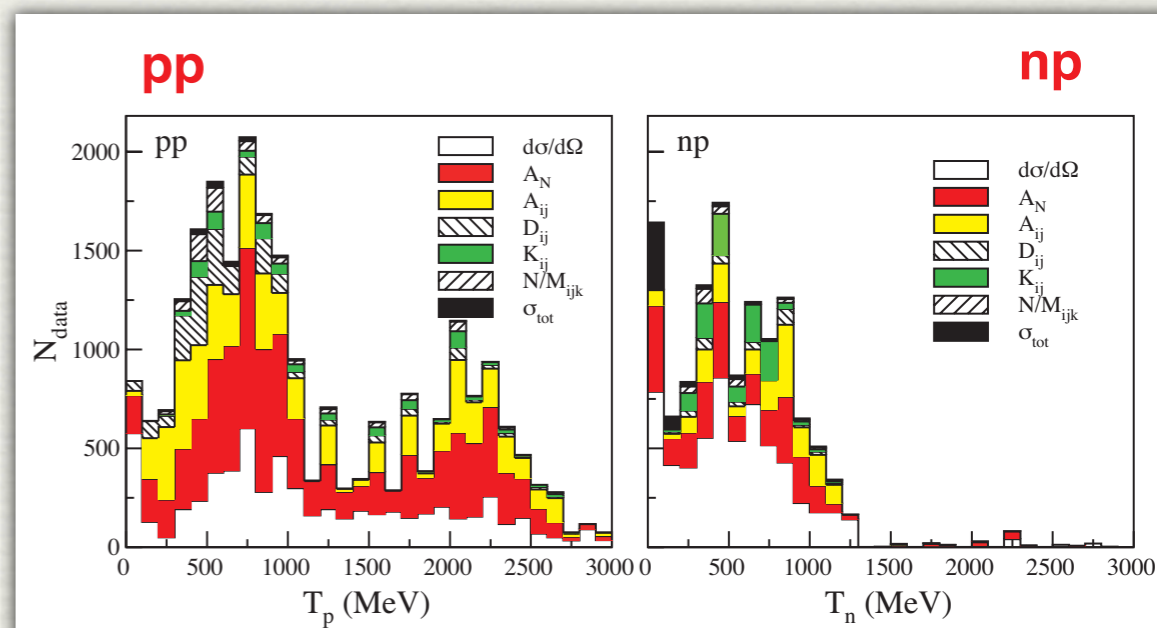
実験データの蓄積

(散乱微分断面積、スピン観測量)

## 1990年代 核力研究の転機

4000以上の核子-核子散乱データを  
 $\chi^2 \sim 1$ の精度で再現する

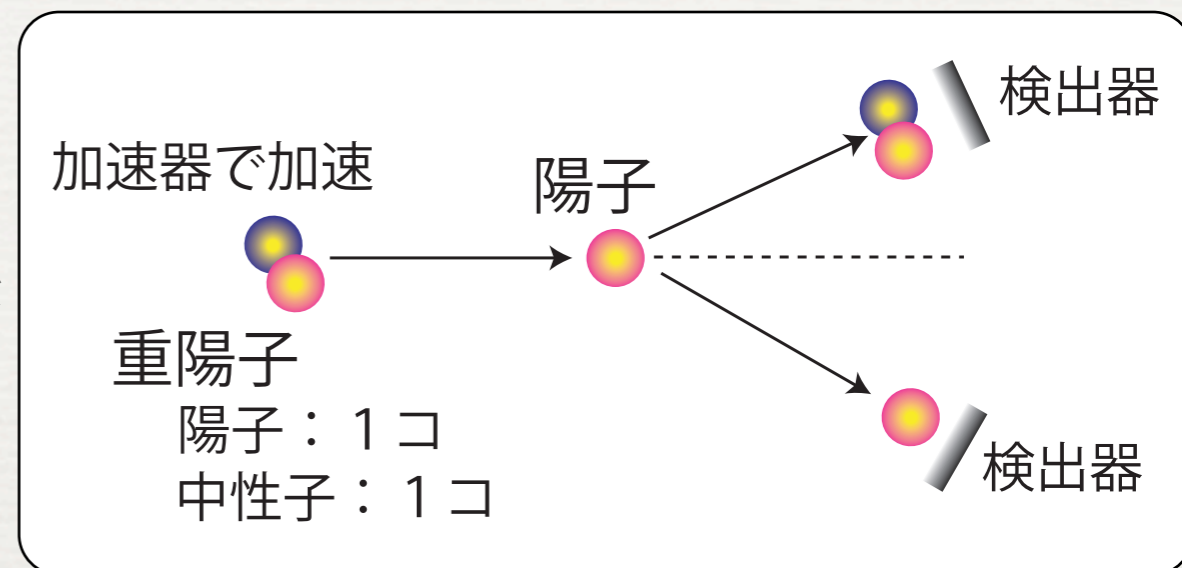
二体力(ポテンシャル)が確立



# 三核子系

## ③ 3つの核子からなる原子核の系

- 三重水素, ヘリウム3
- 重陽子—陽子散乱



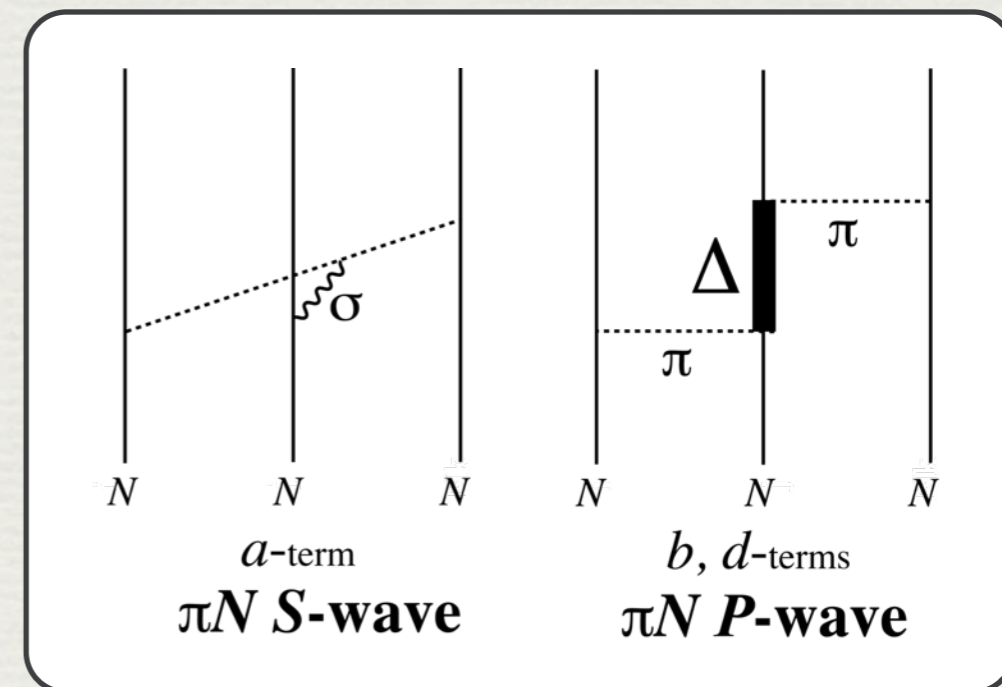
## 方法

1. 三体問題を解く **ファデーエフ方程式** **コンピュータの高速化**
2. 二体力が解っている **確立**
3. 理論を検証するための実験 **これからお話しする我々の実験**

# 三体核力

## 2π交換型三体力

Three Nucleon Force	$a [m_\pi^{-1}]$	$b [m_\pi^{-3}]$	$d [m_\pi^{-3}]$
Fujita–Miyazawa	0	-1.15	-0.29
Tucson–Melbourne'	-0.87	-2.58	-0.753
Urbana IX	0	-1.20	-0.30

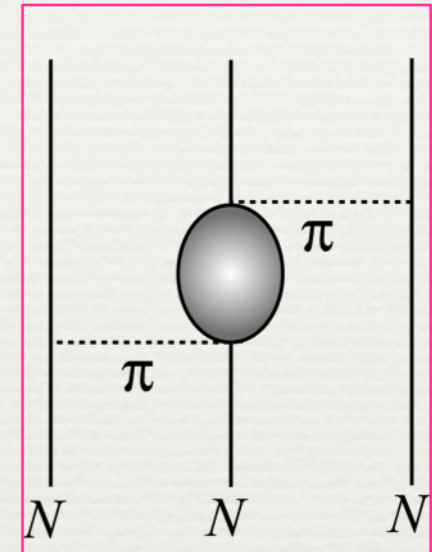


# 三体核力

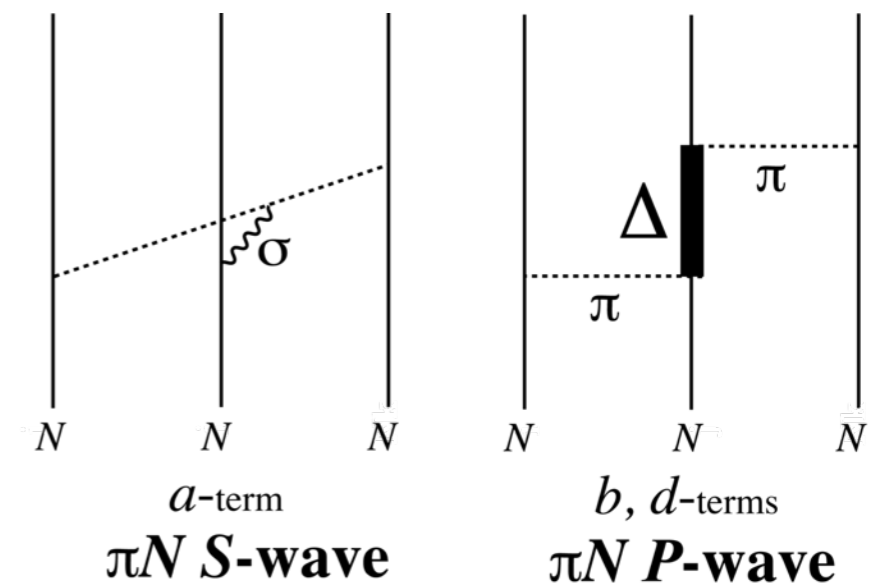
## 2π交換型三体力

$$\begin{aligned}
 V_{2\pi 3NF} = & \text{const.} \times \frac{F_{\pi NN}^2(q_\pi^2)}{q_\pi^2 + m_\pi^2} \frac{F_{\pi NN}^2(q'_\pi{}^2)}{q'_\pi{}^2 + m_\pi^2} (\sigma_2 \cdot q_\pi)(\sigma_3 \cdot q'_\pi) \\
 & \times \left[ (\tau_2 \cdot \tau_3) (\mathbf{a} + \mathbf{b}(q_\pi \cdot q'_\pi)) \right. \\
 & \left. + \mathbf{d} \left( (\tau_3 \times \tau_2) \cdot \tau_1 \right) (\sigma_1 \cdot (q_\pi \times q'_\pi)) \right]
 \end{aligned}$$

- Low momentum expansion of  $\pi N$  Scattering amplitudes
- Cut-off of  $F_{\pi NN}$ : fit to B.E. of  ${}^3\text{H}$



Three Nucleon Force	$a [m_\pi^{-1}]$	$b [m_\pi^{-3}]$	$d [m_\pi^{-3}]$
Fujita–Miyazawa	0	-1.15	-0.29
Tucson–Melbourne'	-0.87	-2.58	-0.753
Urbana IX	0	-1.20	-0.30



# 三重水素と三体核力

- 予言：Wigner (1933)

${}^2\text{H}$ ,  ${}^3\text{H}$ ,  ${}^4\text{He}$  の束縛エネルギーから、三体力(三体核力)の存在を示唆。

- 以後、三重水素( ${}^3\text{H}$ )の束縛エネルギーから三体力の大きさを議論する研究が始まる。

## 三重水素( ${}^3\text{H}$ )

- $A=3$  ( $Z=1$ ,  $N=2$ ) の三核子束縛系
- 束縛エネルギー：8.481821(4) MeV
- 現実的な核力(二体核力)では、  
実験値と **約 0.5 ~ 1 MeV** の差。
- 三体核力を考慮することで、実験値が説明された。
- ただし、cut-off  $\Lambda$  は実験値を再現する様に決められている。

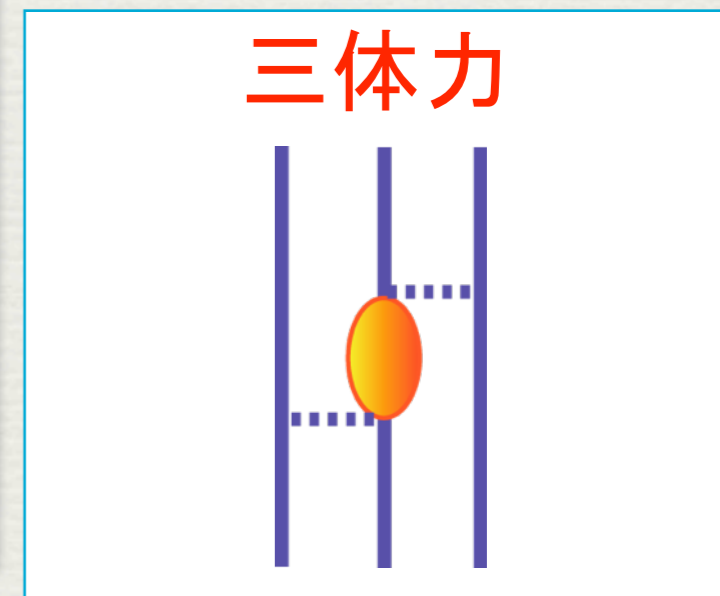
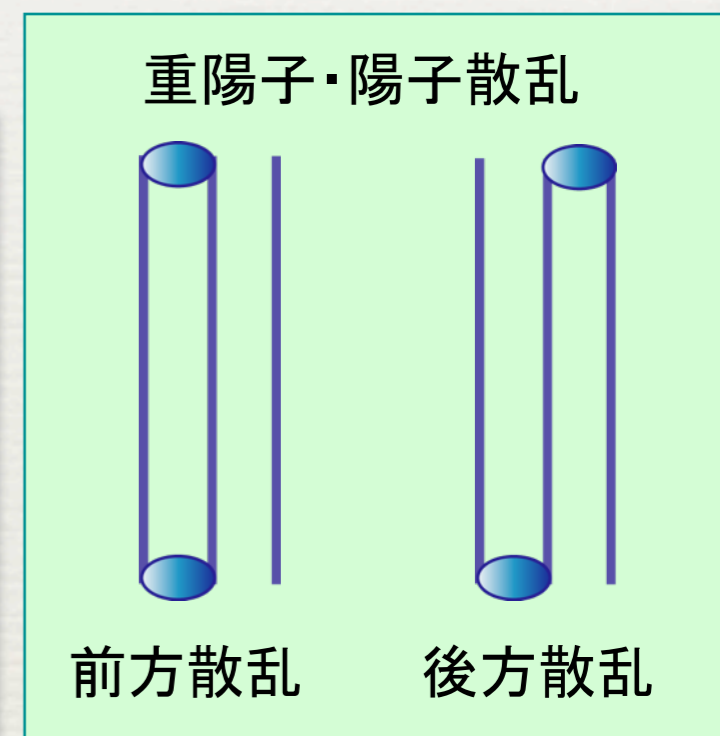
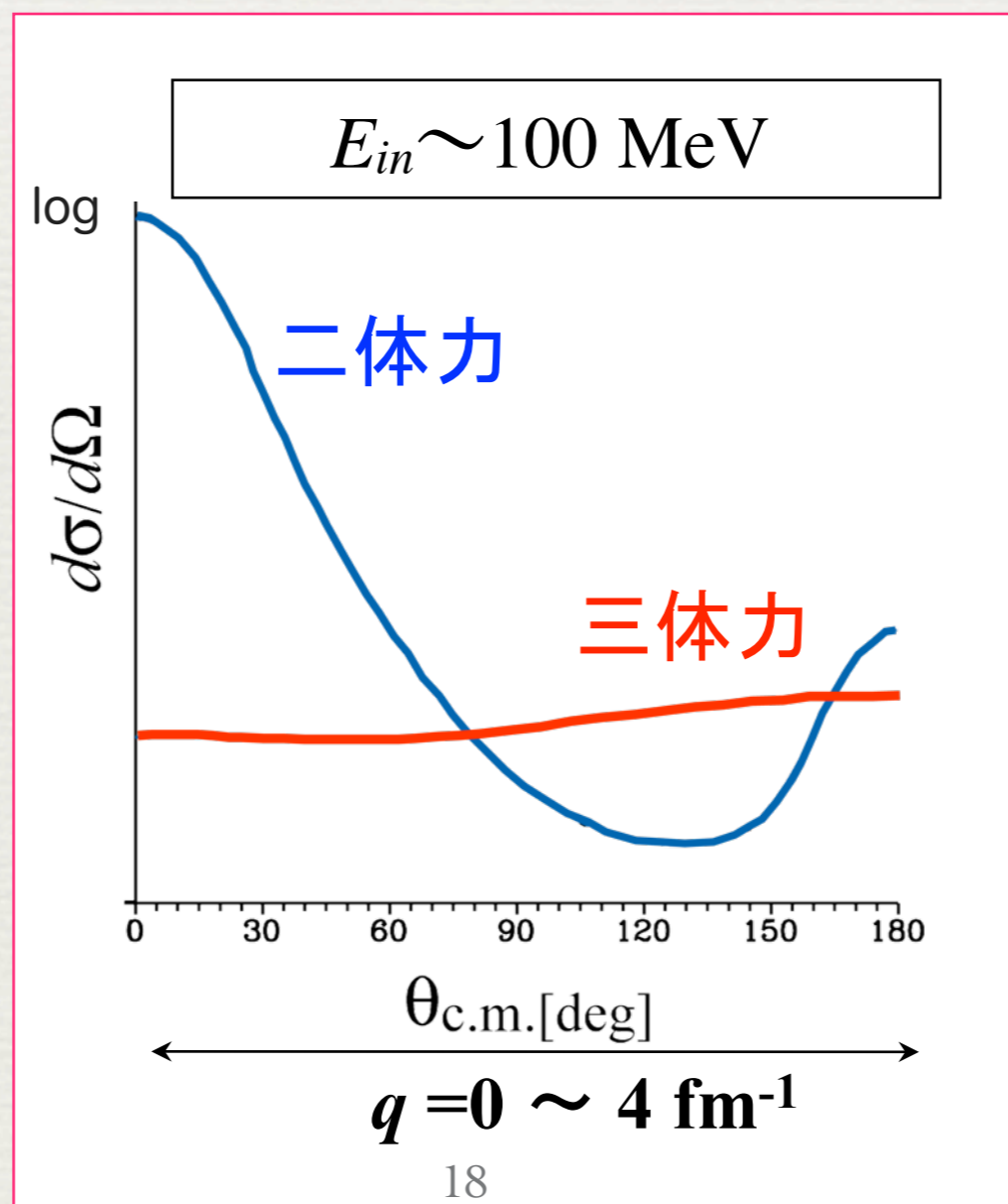
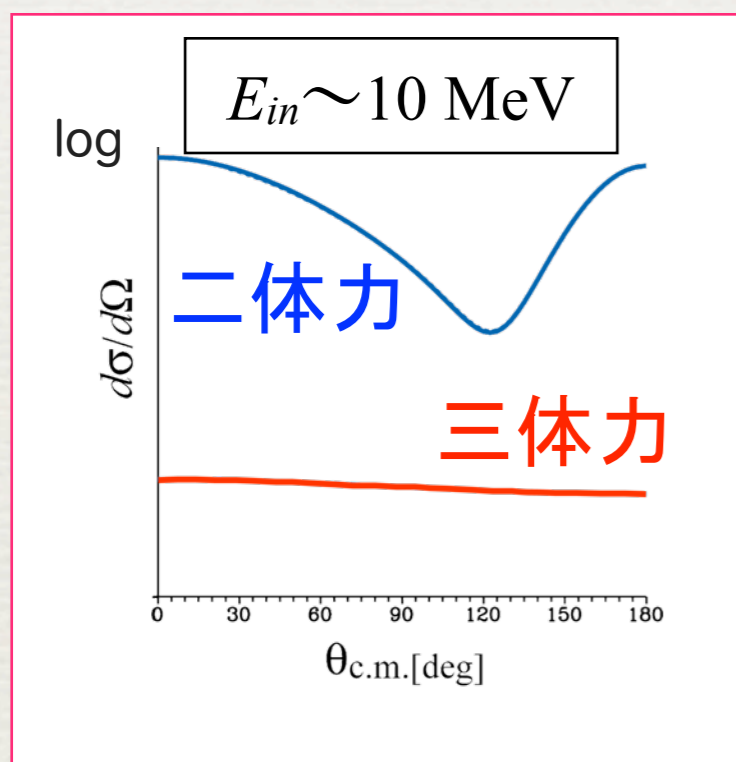
Potential	$E_B$ [MeV] (w/o 3NF)	$E_B$ [MeV] (with 3NF)	$\Lambda/m_\pi$
CDBonn	7.953	8.483	4.856
AV18	7.576	8.479	5.215
Nijm I	7.731	8.480	5.147
Nijm II	7.709	8.477	4.990
Nijm 93	7.664	8.480	5.207
Exp.	8.481821(4) [MeV]		

A. Nogga *et al.*, Phys. Rev. C **65**, 054003 (2002).

# ③ 体力の予言と三核子系散乱実験

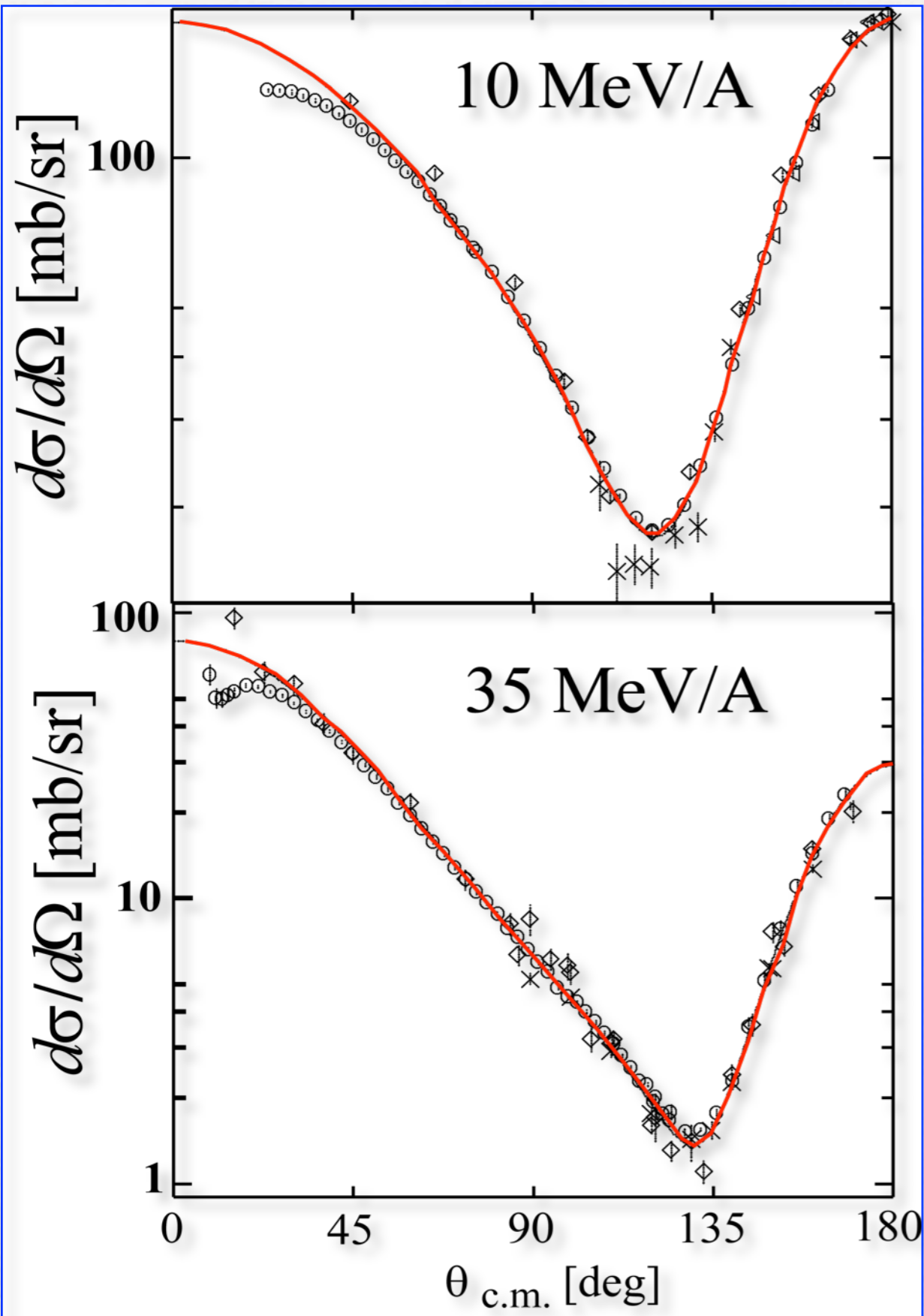
## ◆ 1998年 ヴィタラ たちの予言

加速エネルギー 100 メガ電子ボルト (MeV) 付近の重陽子-陽子散乱に  
三体力効果がある。





# 低エネルギー陽子・重陽子弾性散乱 ( $E \leq 30 \text{ MeV}/A$ )



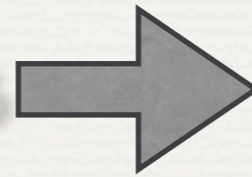
◎ 超高精度の実験結果  
Exp. Data from  
九大, TUNL, Cologne etc..

W. Glöckle et al., Phys. Rep. 274, 107 (1996).

# 低エネルギー陽子・重陽子弾性散乱 ( $E \leq 30 \text{ MeV}/A$ )

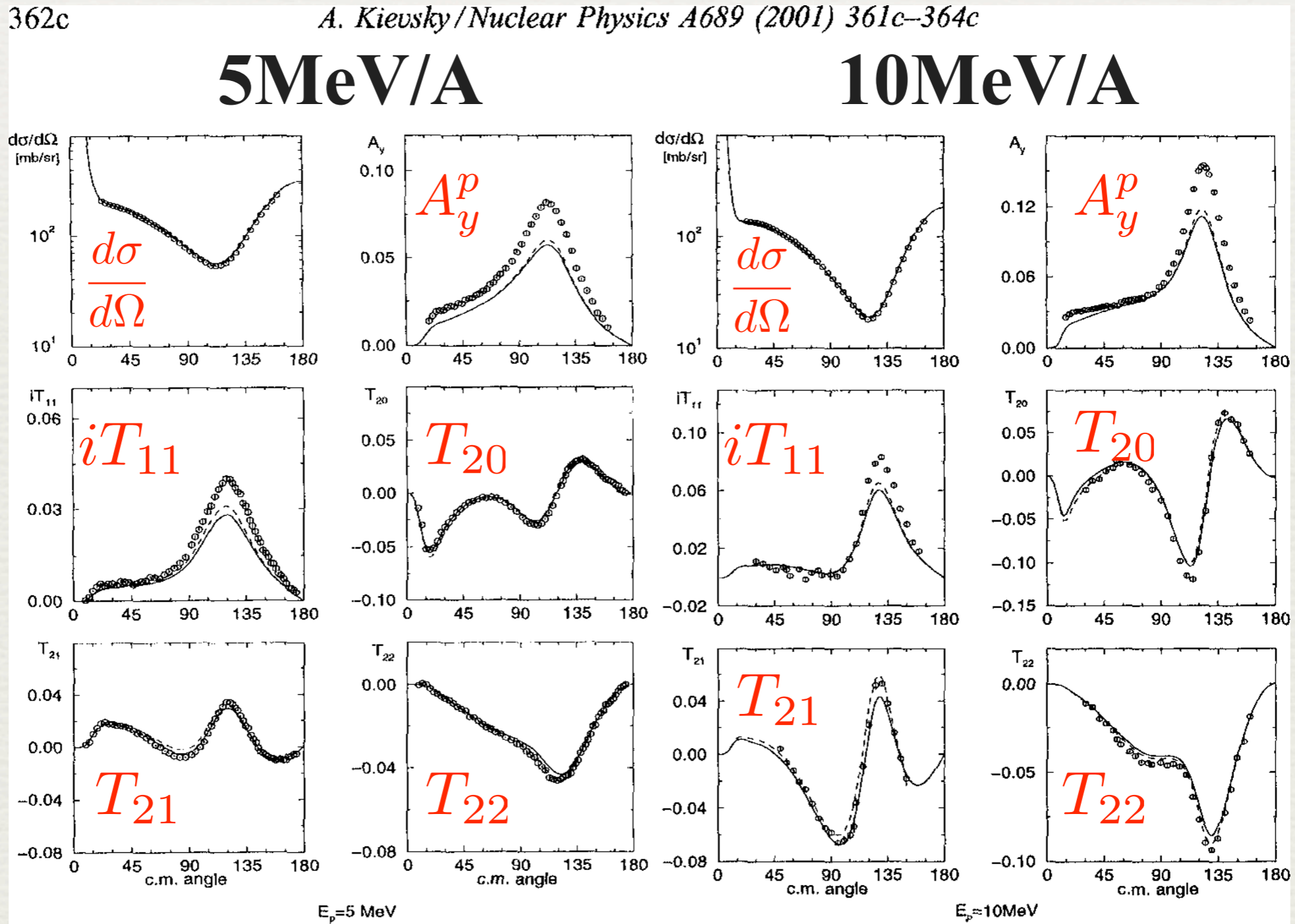
◎ 超高精度の実験結果は

二体力を用いたファデーエフ計算で説明される



三体力の効果は見えない

( $A_y$ ,  $iT_{11}$  ( $A_y^d$ )を除く)

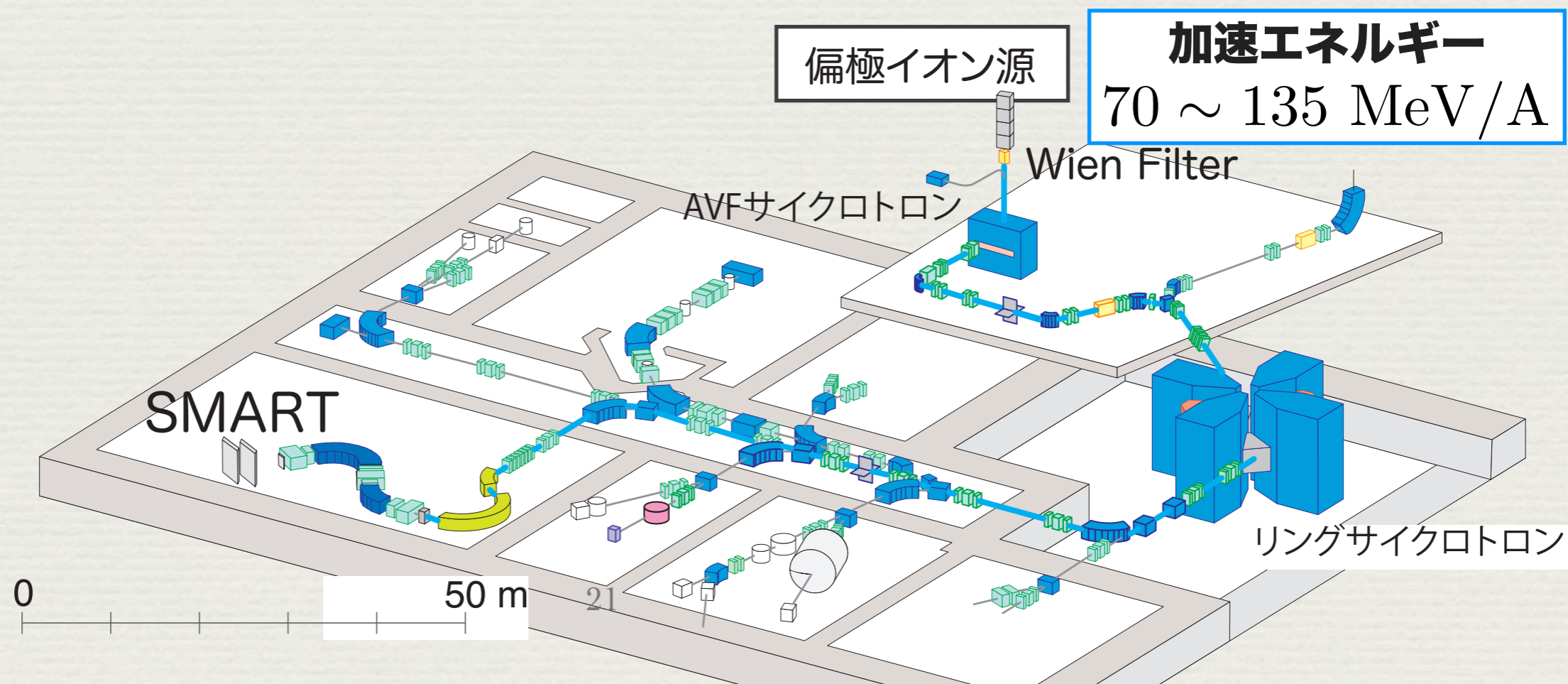


# ③ 体力の予言と三核子系散乱実験

- ◆ 三体力効果を見るため、重陽子-陽子弾性散乱の高精度測定を始める。

## 理化学研究所 加速器施設

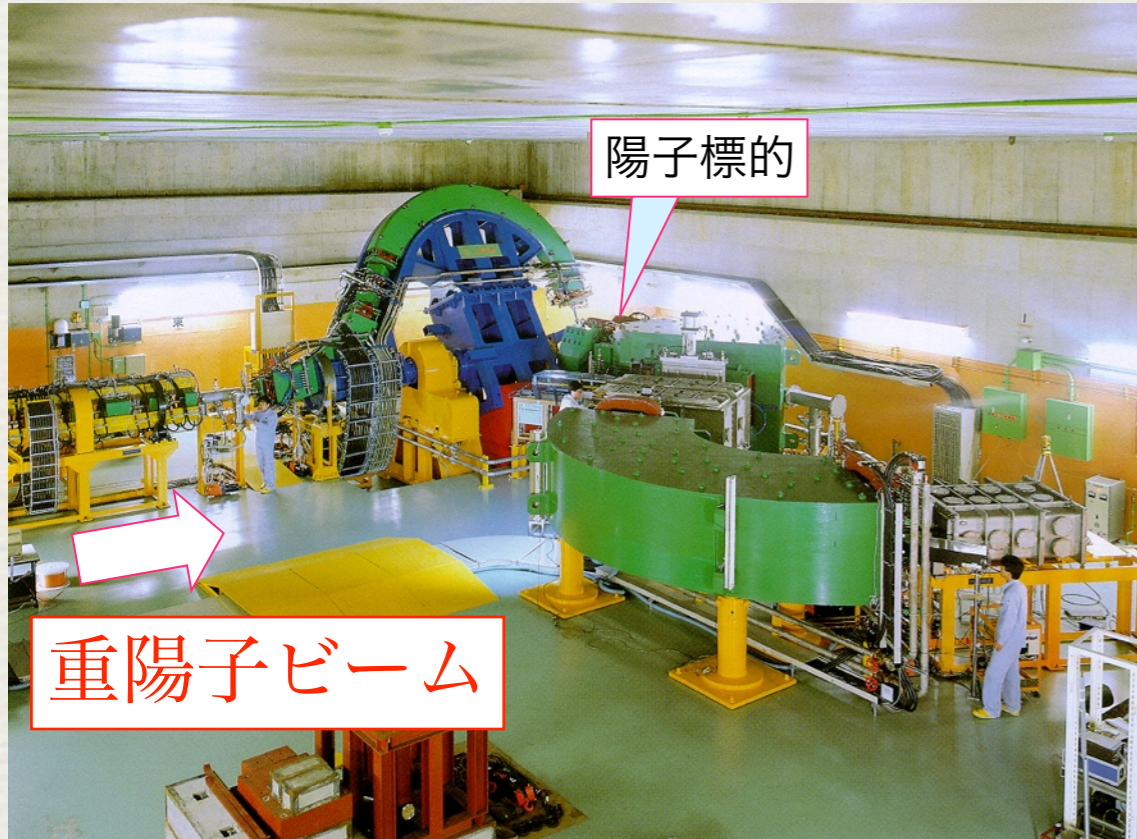
(埼玉県和光市, 現 理研RIBF)



# ③ 体力の予言と三核子系散乱実験

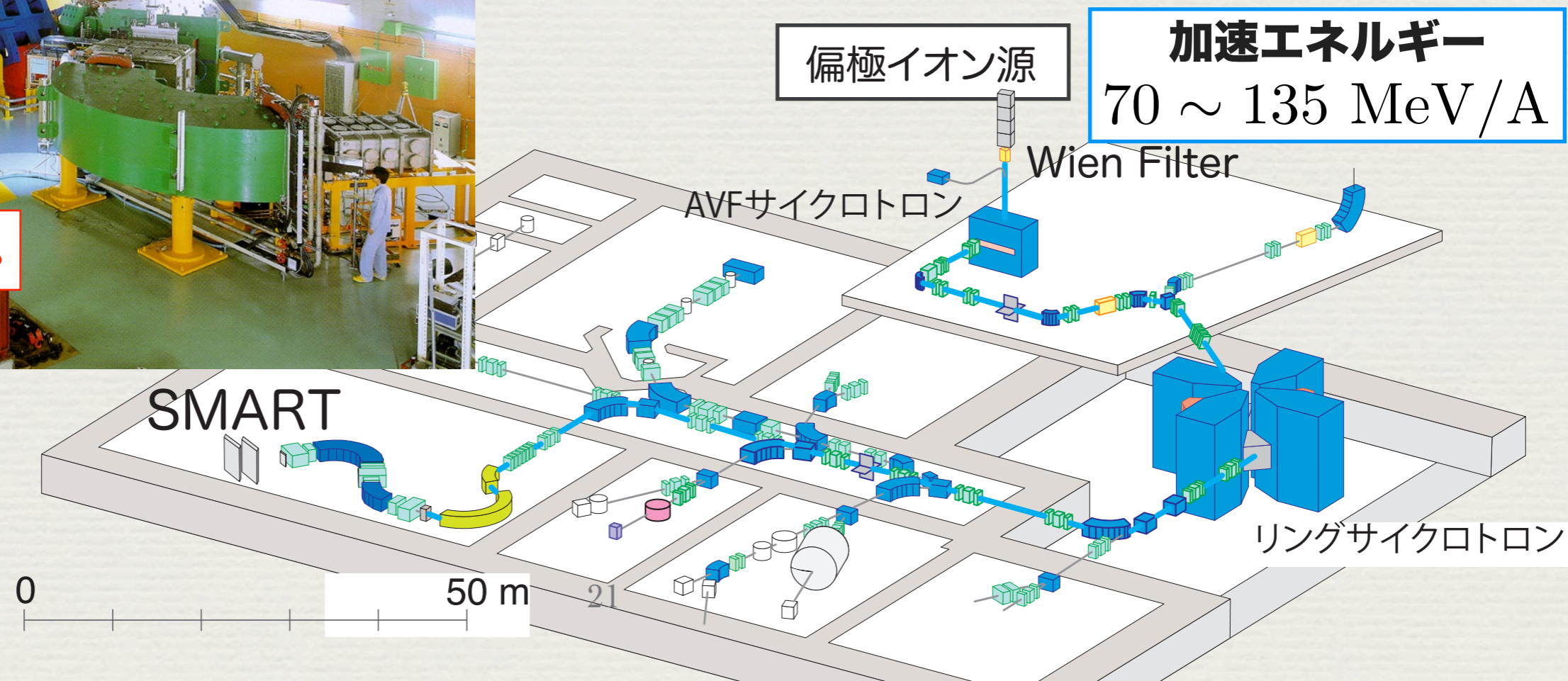
- ◆ 三体力効果を見るため、重陽子-陽子弾性散乱の高精度測定を始める。

磁気分析器SMART



## 理化学研究所 加速器施設

(埼玉県和光市, 現 理研RIBF)



# 観測量

- ◆ 微分断面積：三体力の大きさをみる
- ◆ スピン観測量：三体力のスピン依存性をみる

# 微分断面積の測定

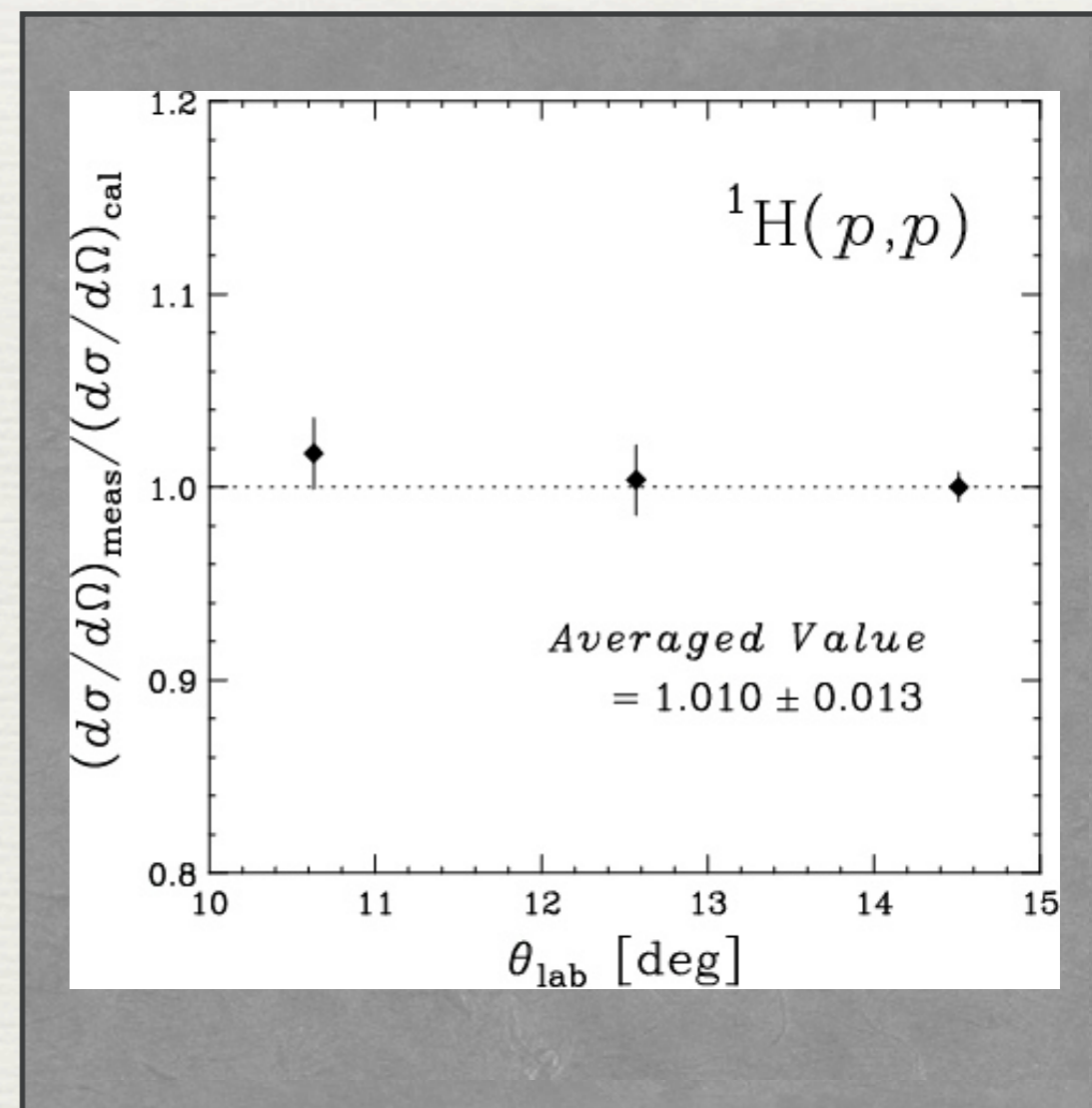
絶対値を求めることは難しい

$$\text{微分断面積} = \frac{\text{検出数}}{\text{標的厚} \cdot \text{ビーム電荷量} \cdot \text{立体角} \cdot \text{検出効率}}$$

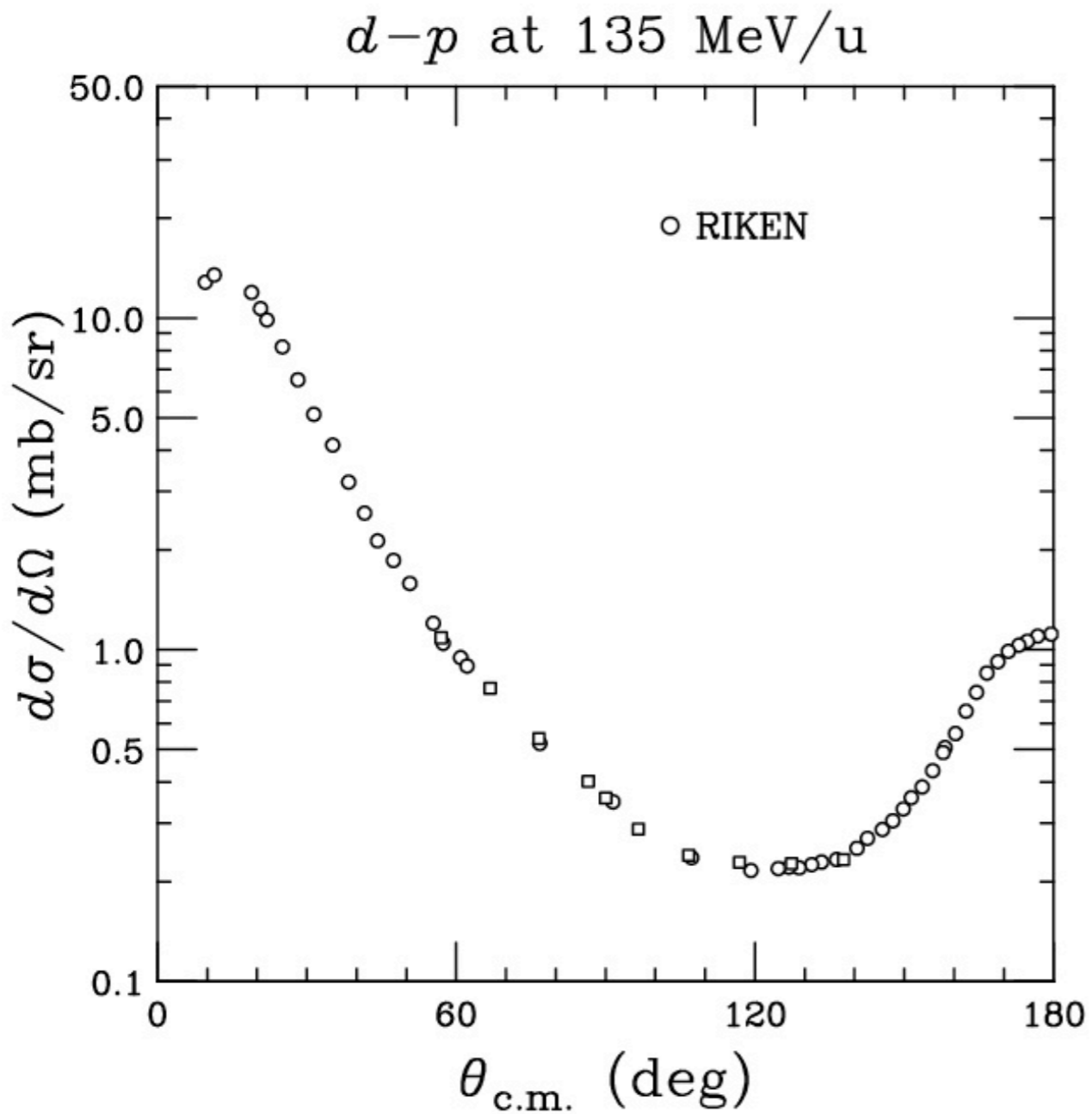
- ・加速器から検出器まで、  
重陽子-陽子弾性散乱の測定パラメーターを  
変えずに、陽子-陽子散乱の測定を行う工夫  
→ 系統誤差をおさえる
- ・陽子-陽子弾性散乱
  - ・ 微分断面積がよく知られている  
豊富な核子-核子散乱データベース

$$\begin{aligned} & (d\sigma/d\Omega)_{\text{exp}} / (d\sigma/d\Omega)_{\text{SAID}} \\ & = 1.010 \pm 0.013 \end{aligned}$$

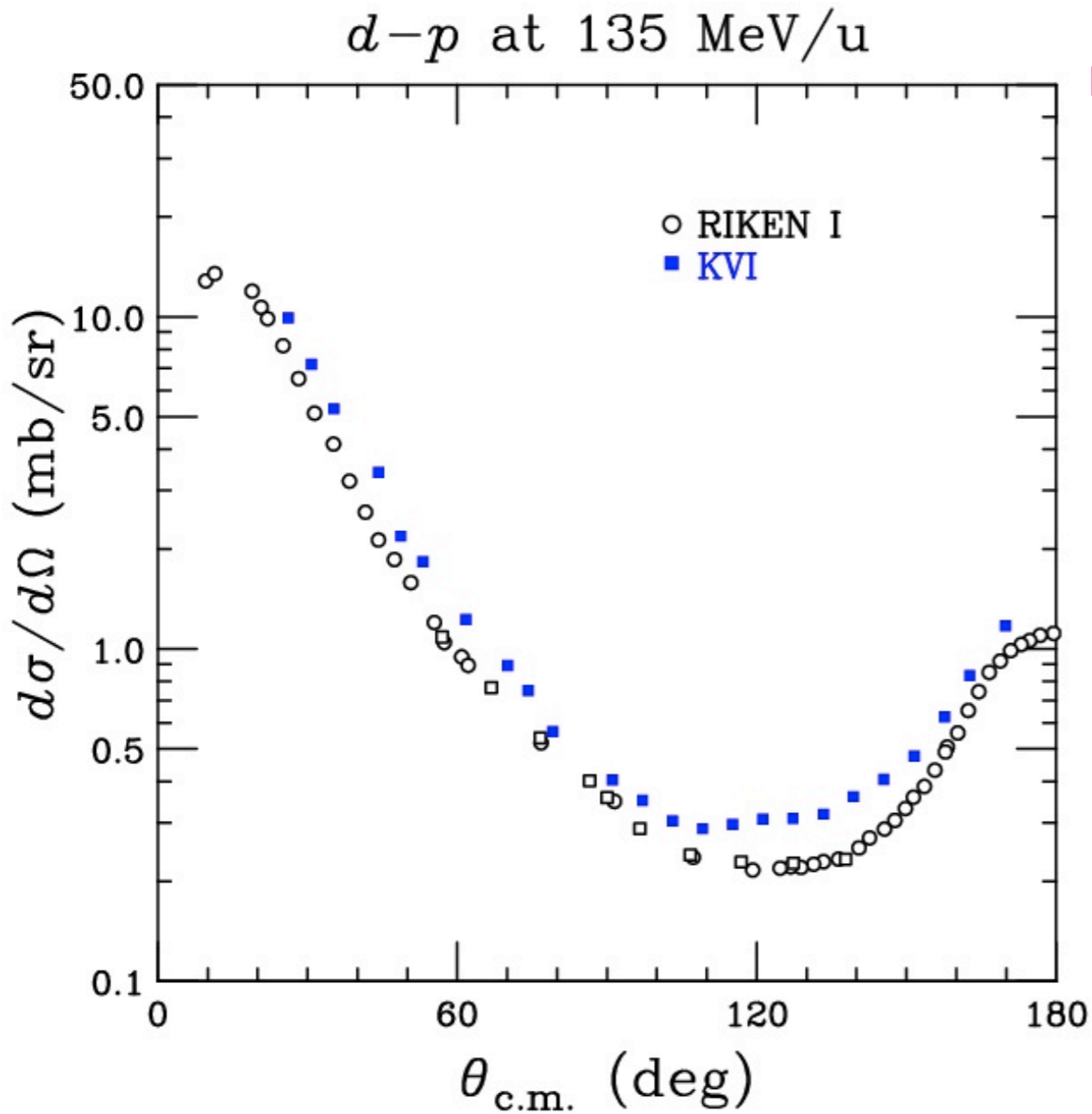
→ 系統誤差は2% 以下



# 135 MeV/A 重陽子-陽子弾性散乱微分断面積の絶対値測定



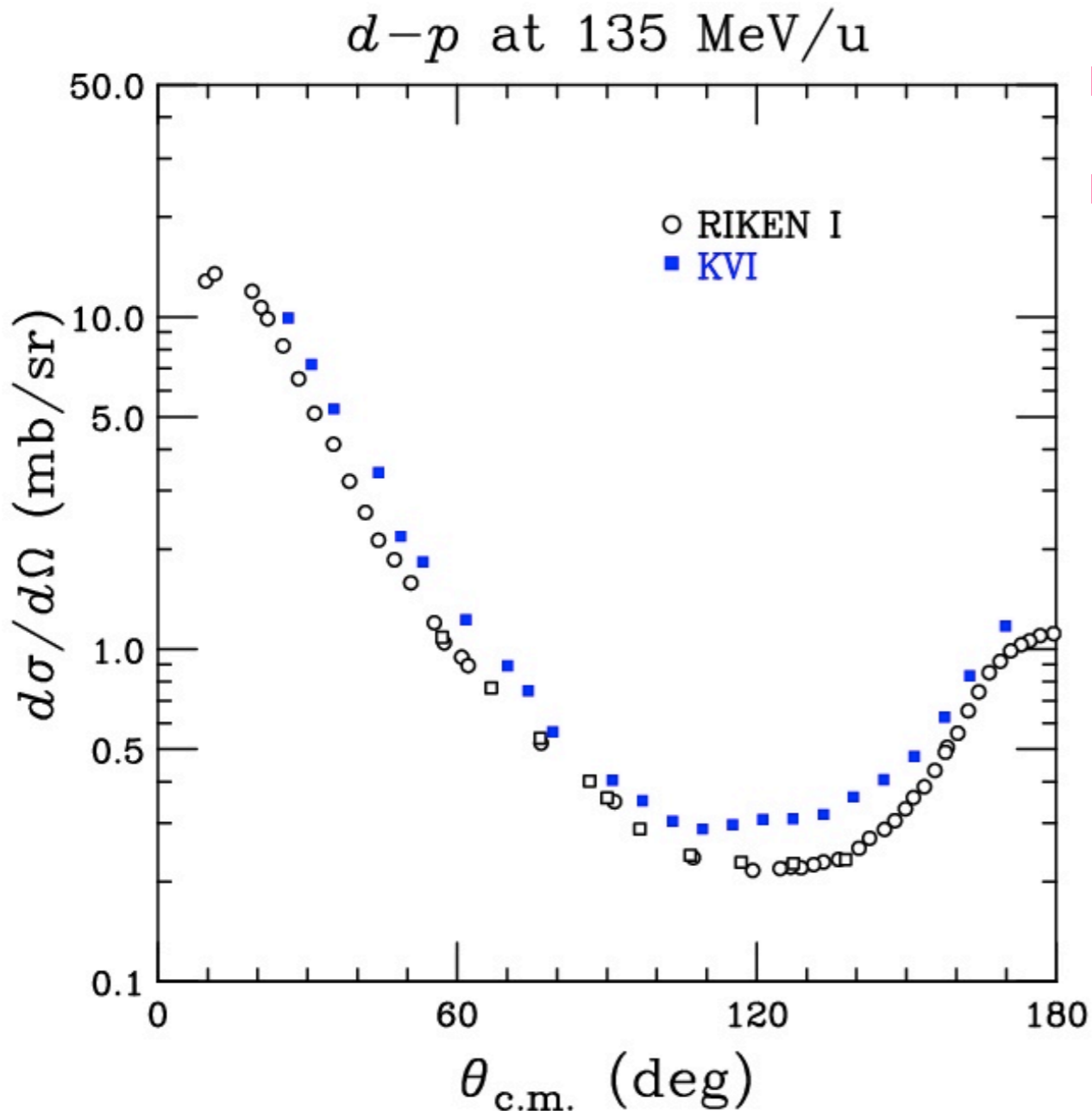
# 135 MeV/A 重陽子-陽子弾性散乱微分断面積の絶対値測定



■ オランダKVIで行われた実験値と20 - 40%の差



# 135 MeV/A 重陽子-陽子弾性散乱微分断面積の絶対値測定



■ オランダKVIで行われた実験値と20 - 40%の差

■ 問題解決の試み

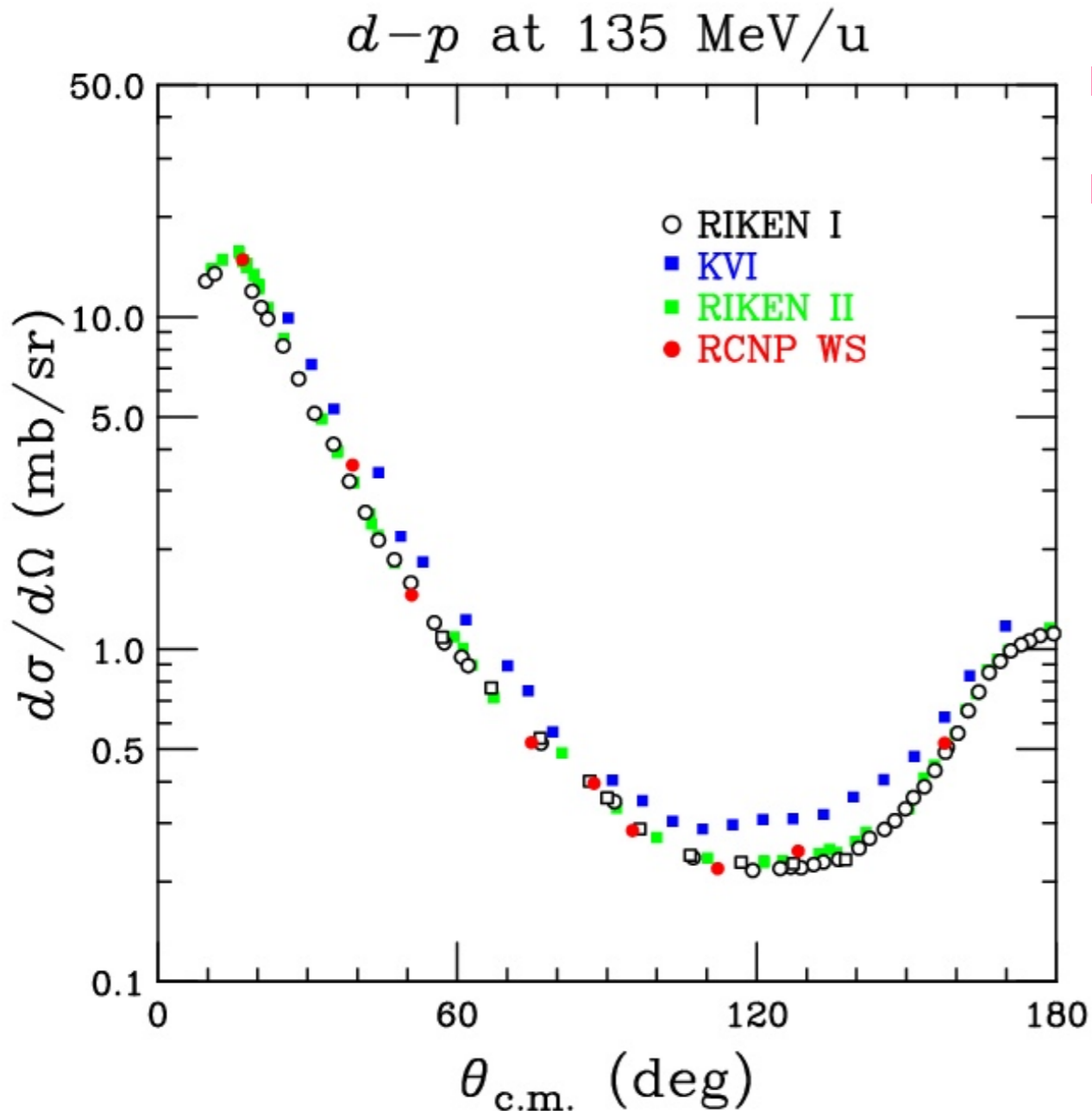
大阪大学RCNPにおいて陽子-重陽子弾性散乱

- ・ 陽子ビーム
- ・ 標的：重水素ガス標的
  - ・ ターゲット厚 ( $Nt$ ) は温度 ( $T$ ) と圧力 ( $P$ ) の測定により常にモニター。

→ 精度の向上

- ・ 水素ガス標的による陽子-陽子弾性散乱
  - ・ 全測定器系の系統誤差を見積もる

# 135 MeV/A 重陽子-陽子弾性散乱微分断面積の絶対値測定



■ オランダKVIで行われた実験値と20 - 40%の差

■ 問題解決の試み

大阪大学RCNPにおいて陽子-重陽子弾性散乱

- ・ 陽子ビーム
- ・ 標的：重水素ガス標的
  - ・ ターゲット厚 ( $Nt$ ) は温度 ( $T$ ) と圧力 ( $P$ ) の測定により常にモニター。

→ 精度の向上

- ・ 水素ガス標的による陽子-陽子弾性散乱
  - ・ 全測定器系の系統誤差を見積もる

RCNPの測定値と理研の測定値は  
ほぼ同じ値を持つ

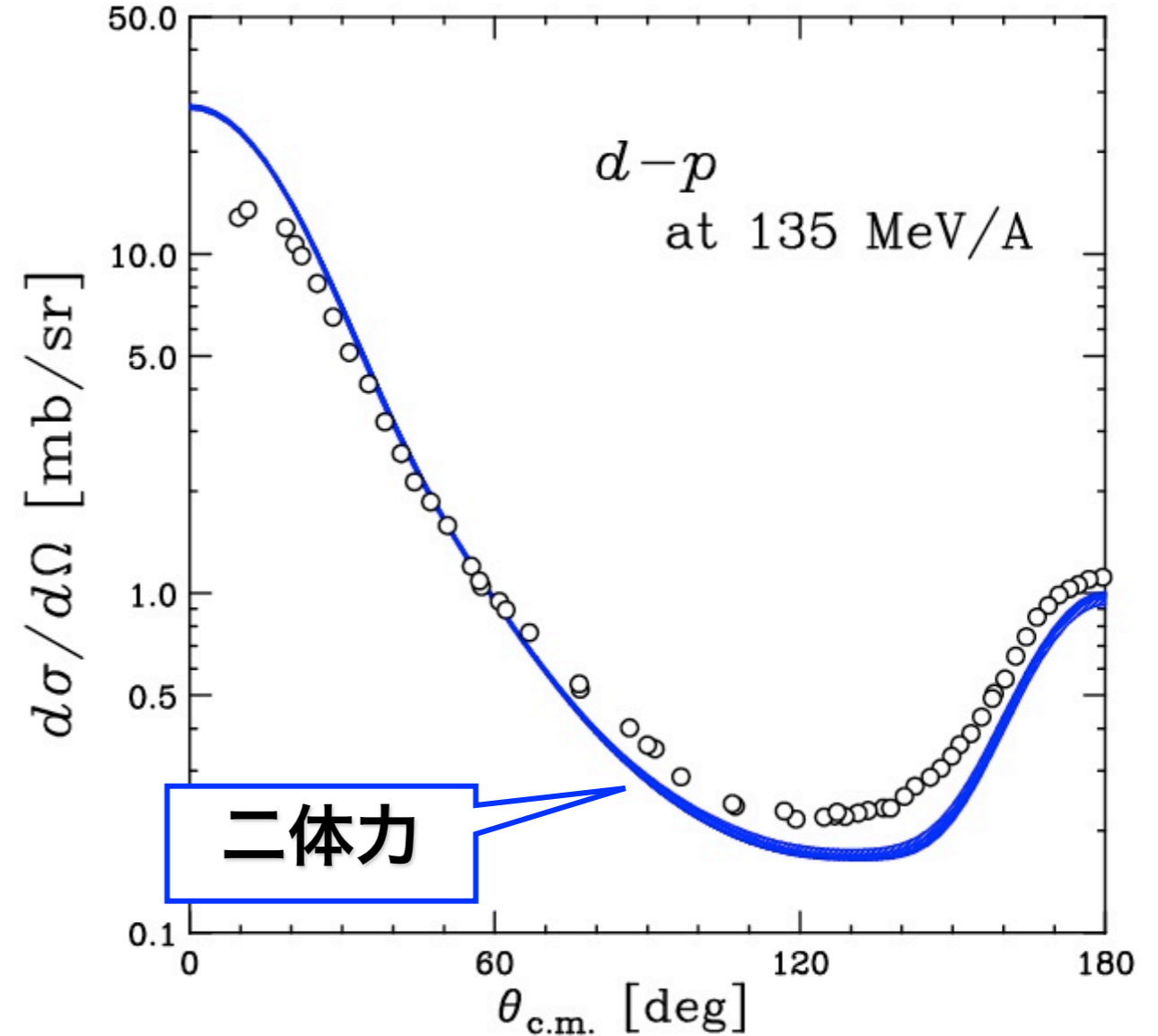
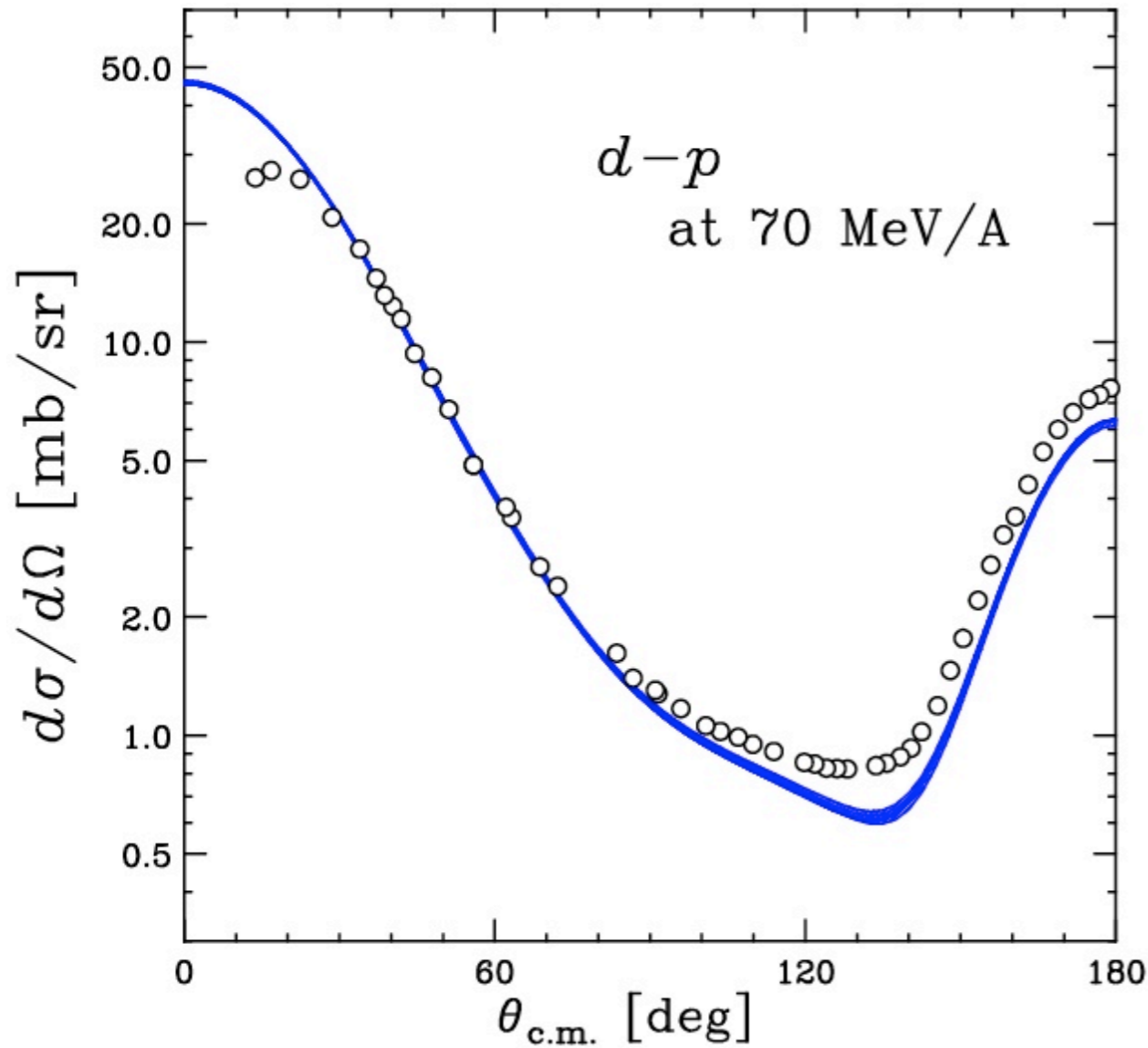
→ 我々の測定結果に問題はない！

- NN (CDBonn, AV18, Nijm I,II)
- TM'(99) 3NF +
- NN(CD Bonn, AV18, Nijm I,II)
- Urbana IX 3NF+AV18

K. Sekiguchi et al. PRC 65, 034003 (2002)

K. Sekiguchi et al. PRL 95, 162301 (2005)

## Calculations by Bochum-Cracow Gr.



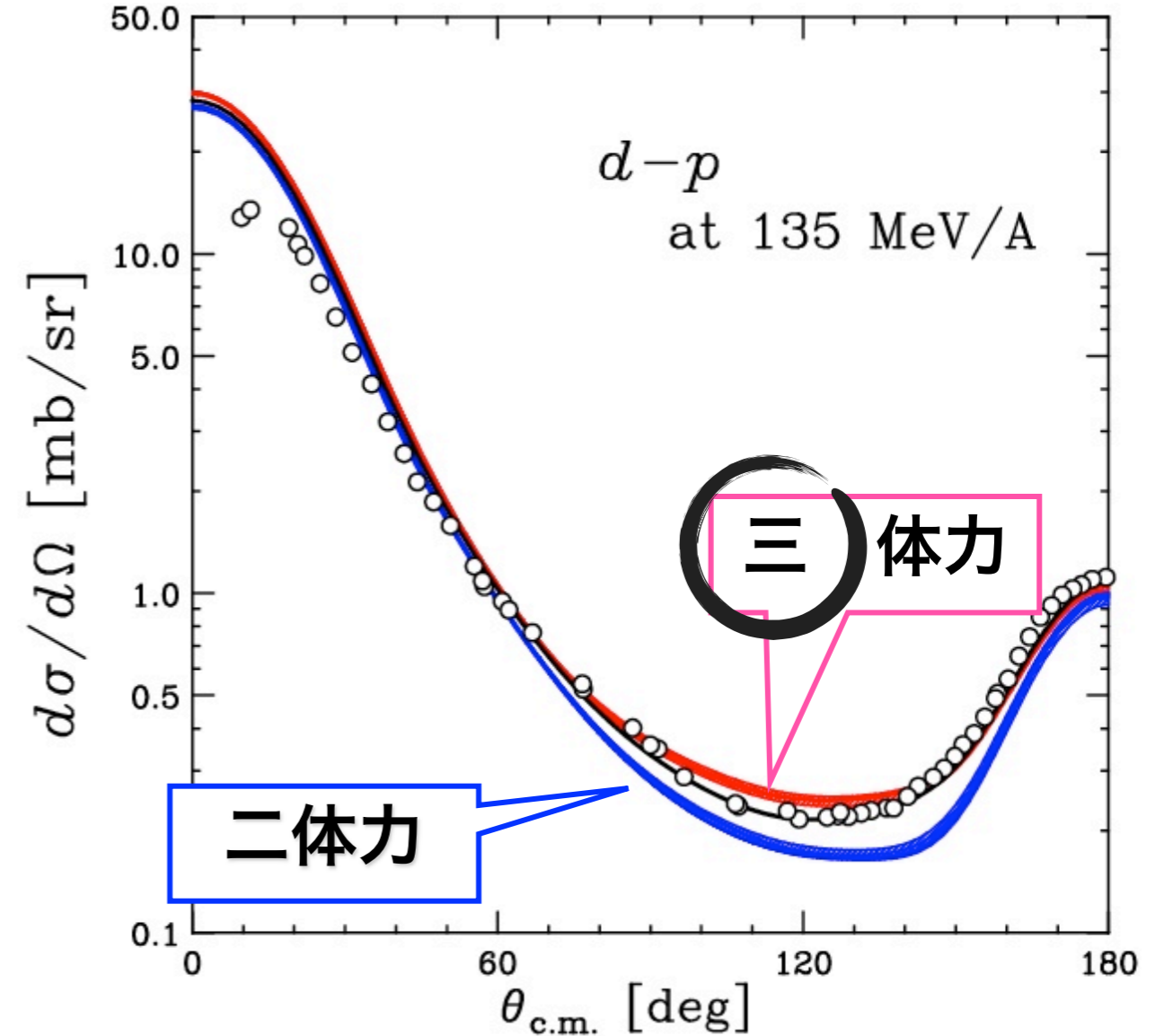
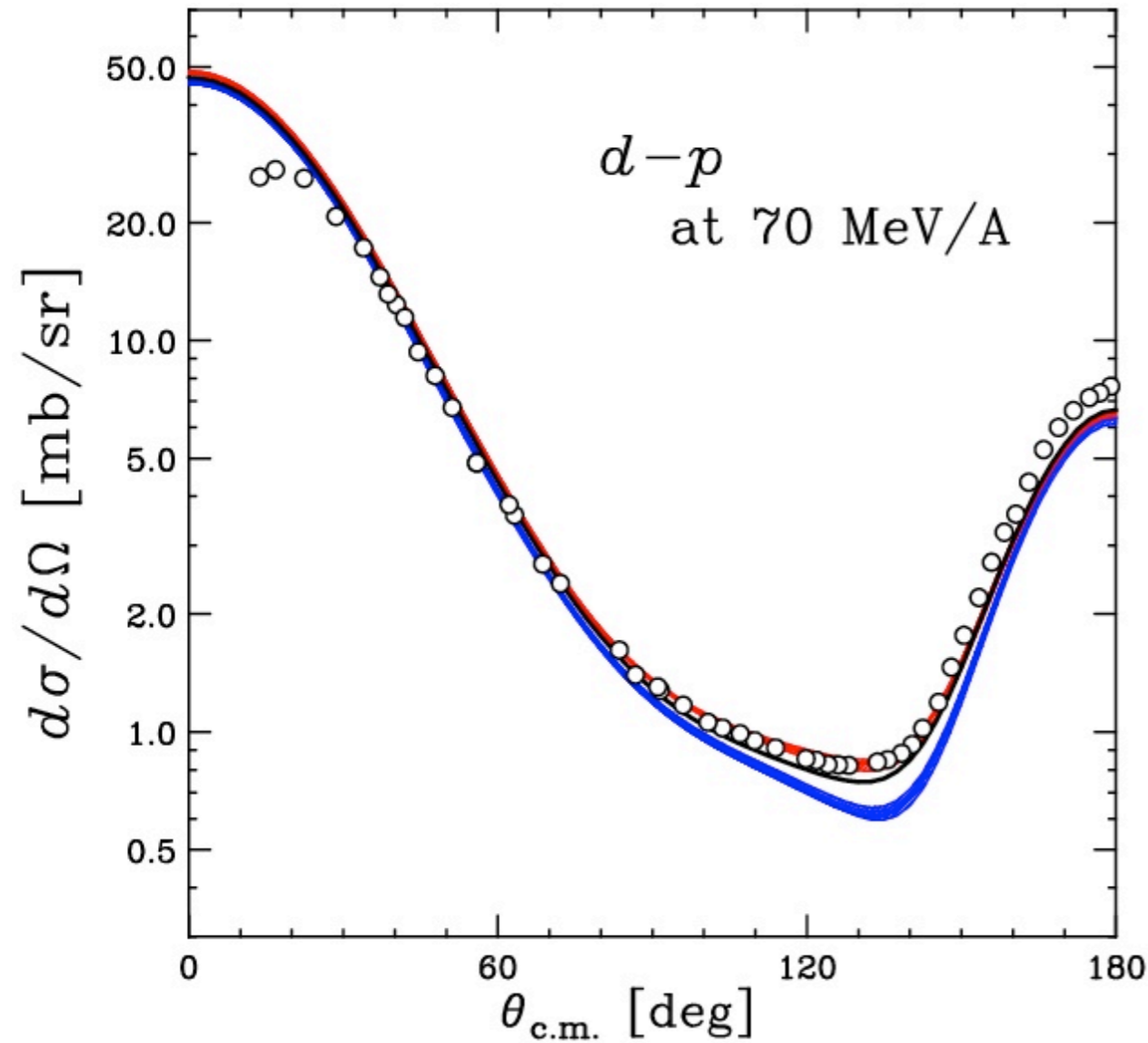
微分断面積の最小値付近： 実験値と理論計算に最大30%の差

- NN (CDBonn, AV18, Nijm I,II)
- TM'(99) 3NF +  
NN(CD Bonn, AV18, Nijm I,II)
- Urbana IX 3NF+AV18

K. Sekiguchi et al. PRC 65, 034003 (2002)

K. Sekiguchi et al. PRL 95, 162301 (2005)

## Calculations by Bochum-Cracow Gr.

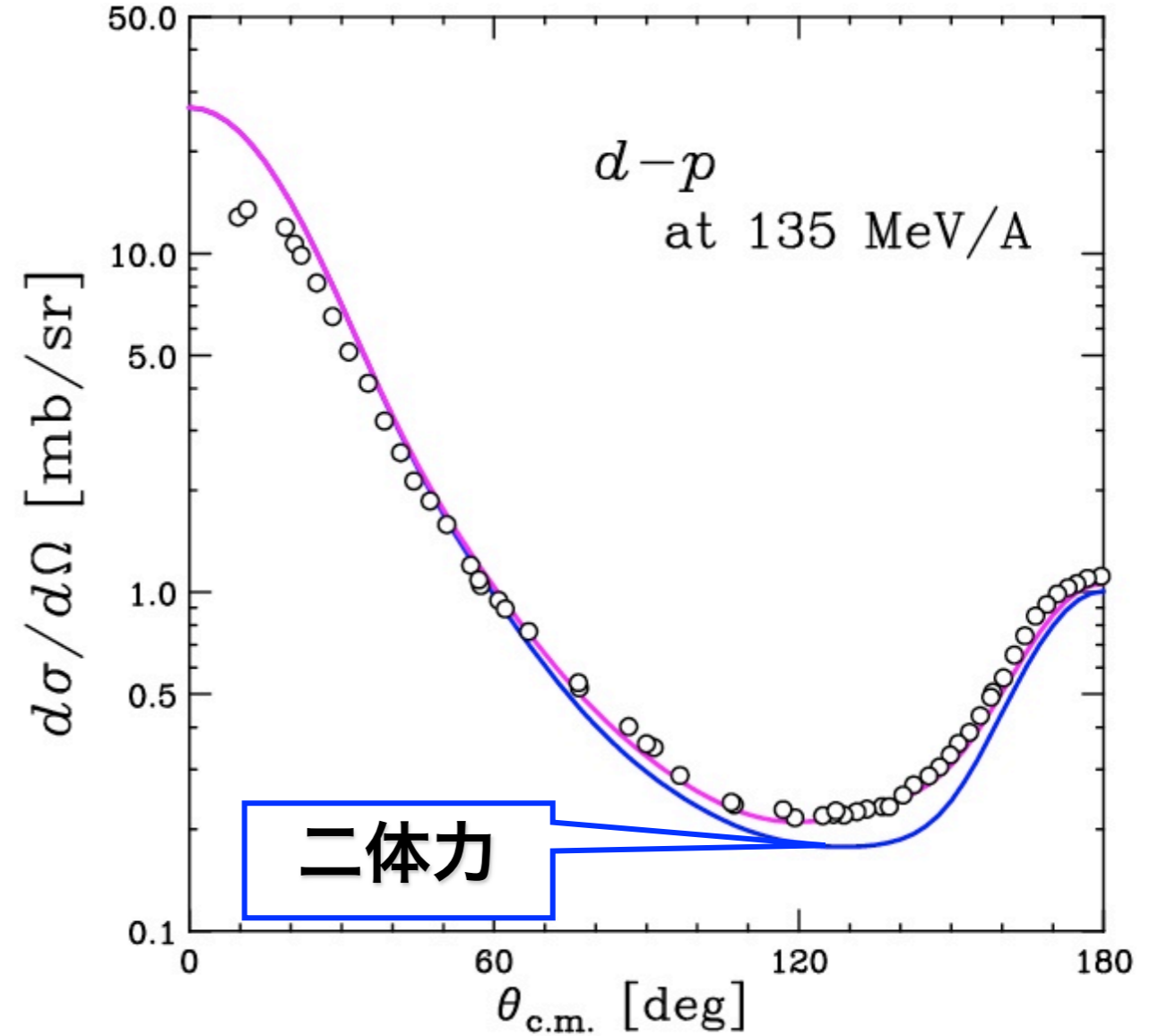
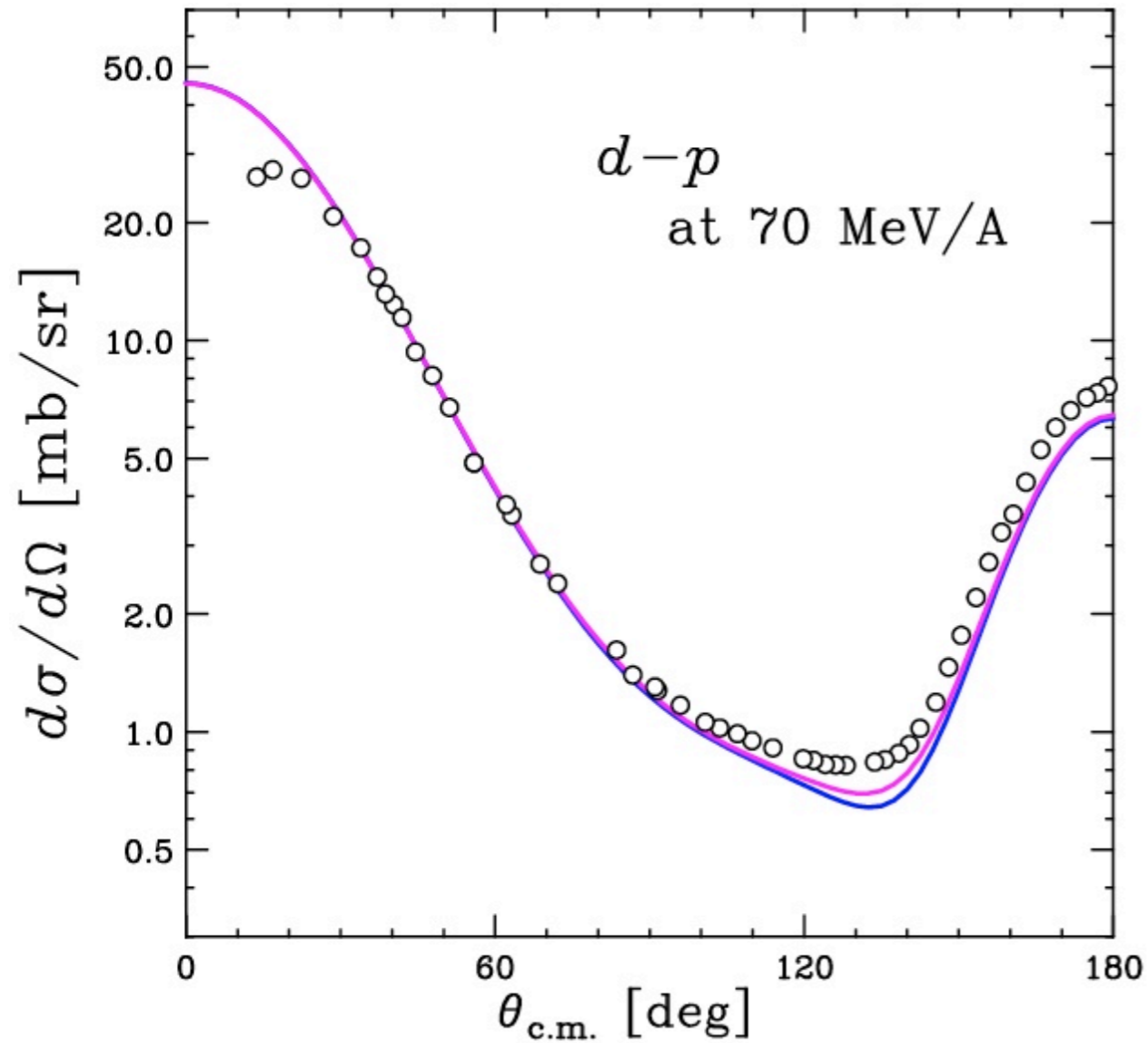


微分断面積の最小値付近： 実験値と理論計算に最大30%の差

三体力の導入により、実験値を再現！

— CDBonn +  $\Delta$ -isobar  
— CDBonnNN pot.

Hannover-Lisbon Gr. の  
ファデーエフ理論計算との比較

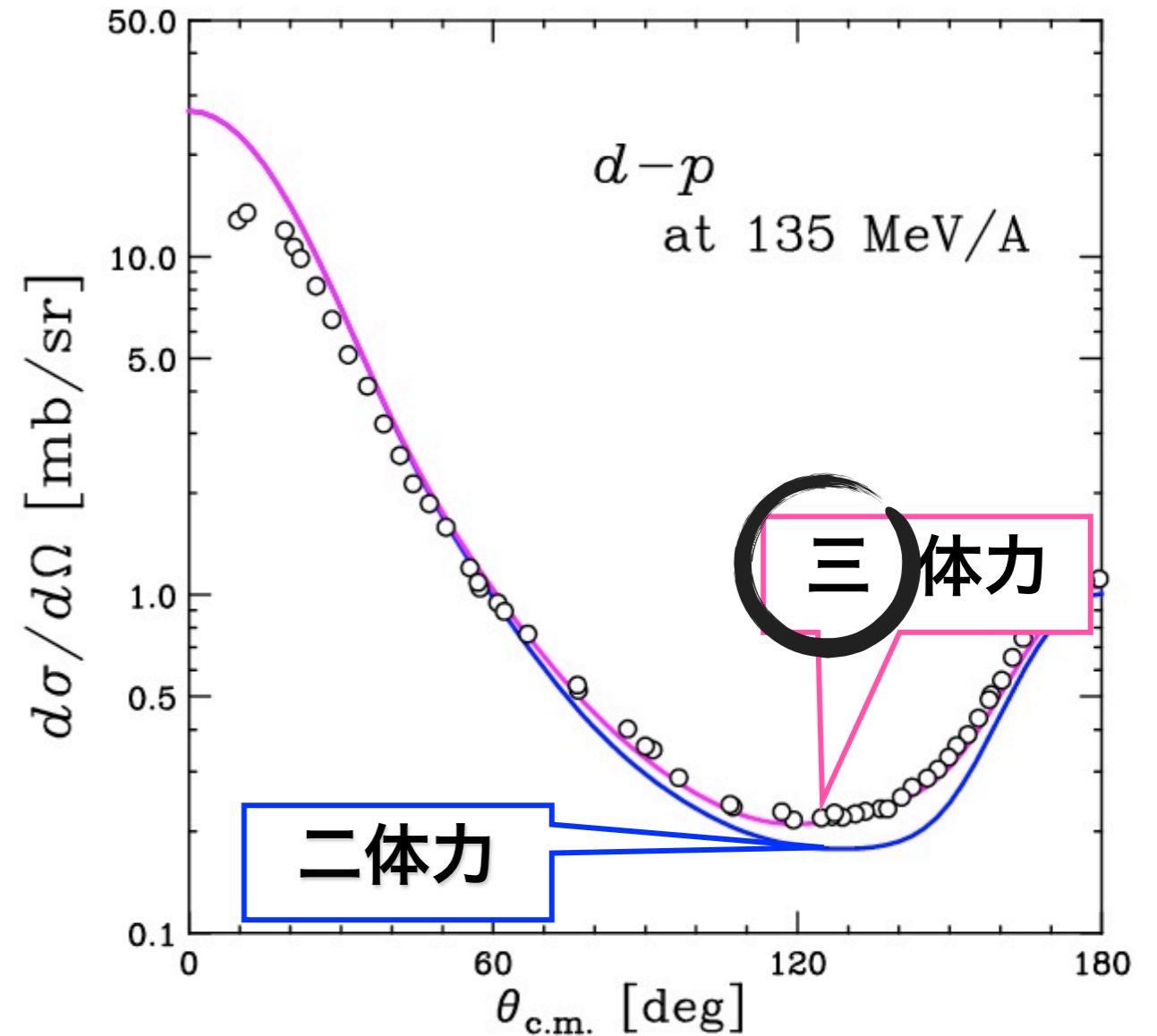
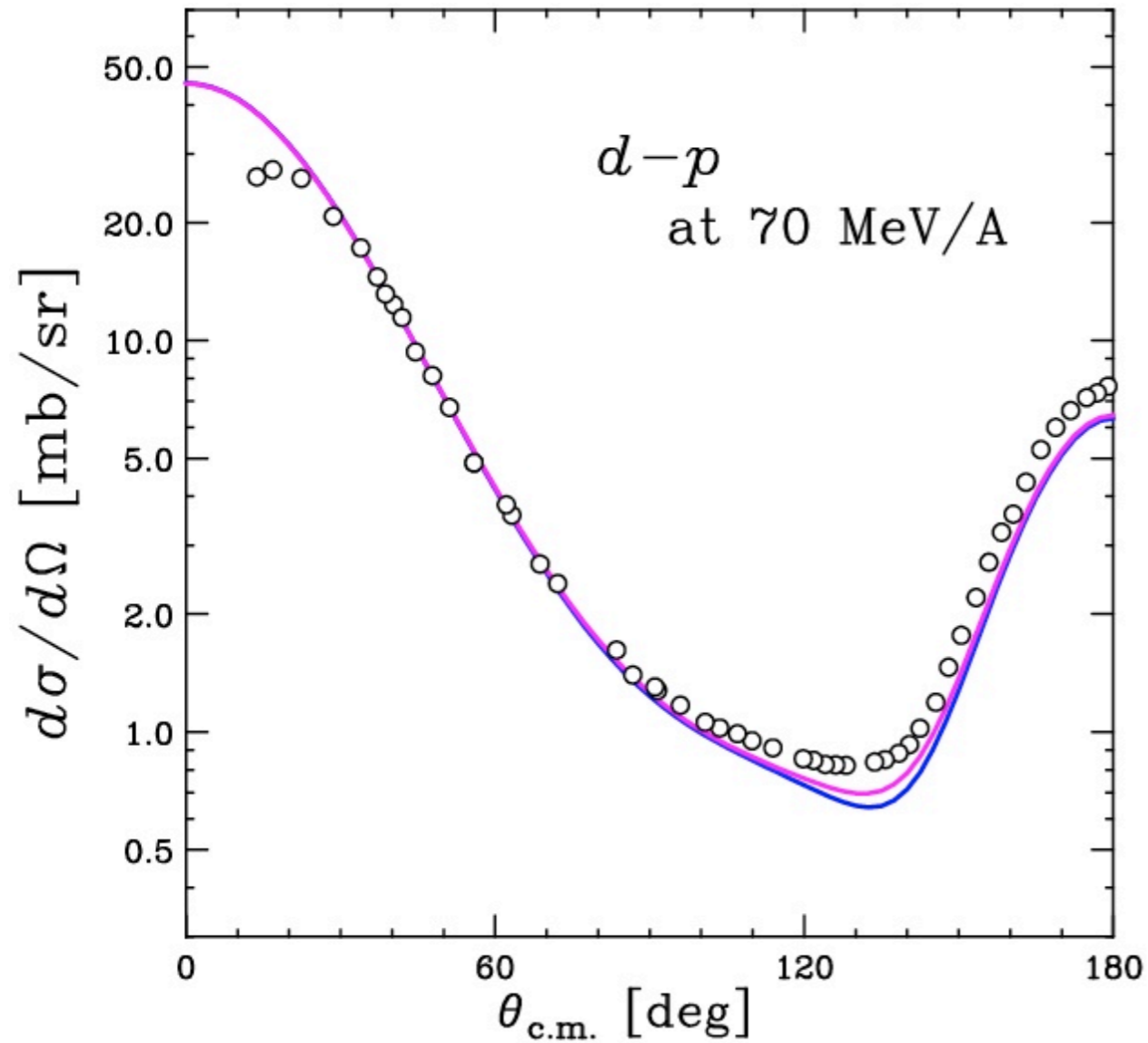


**Coupled channel approach with *Nucleon*& $\Delta$ -isobar : Good Agreement.**

A. Deltuva et al., PRC 68, 024005 (2003)  
 A. Deltuva et al., PRC 71, 054005 (2005)

— CDBonn +  $\Delta$ -isobar  
— CDBonnNN pot.

Hannover-Lisbon Gr. の  
ファデーエフ理論計算との比較

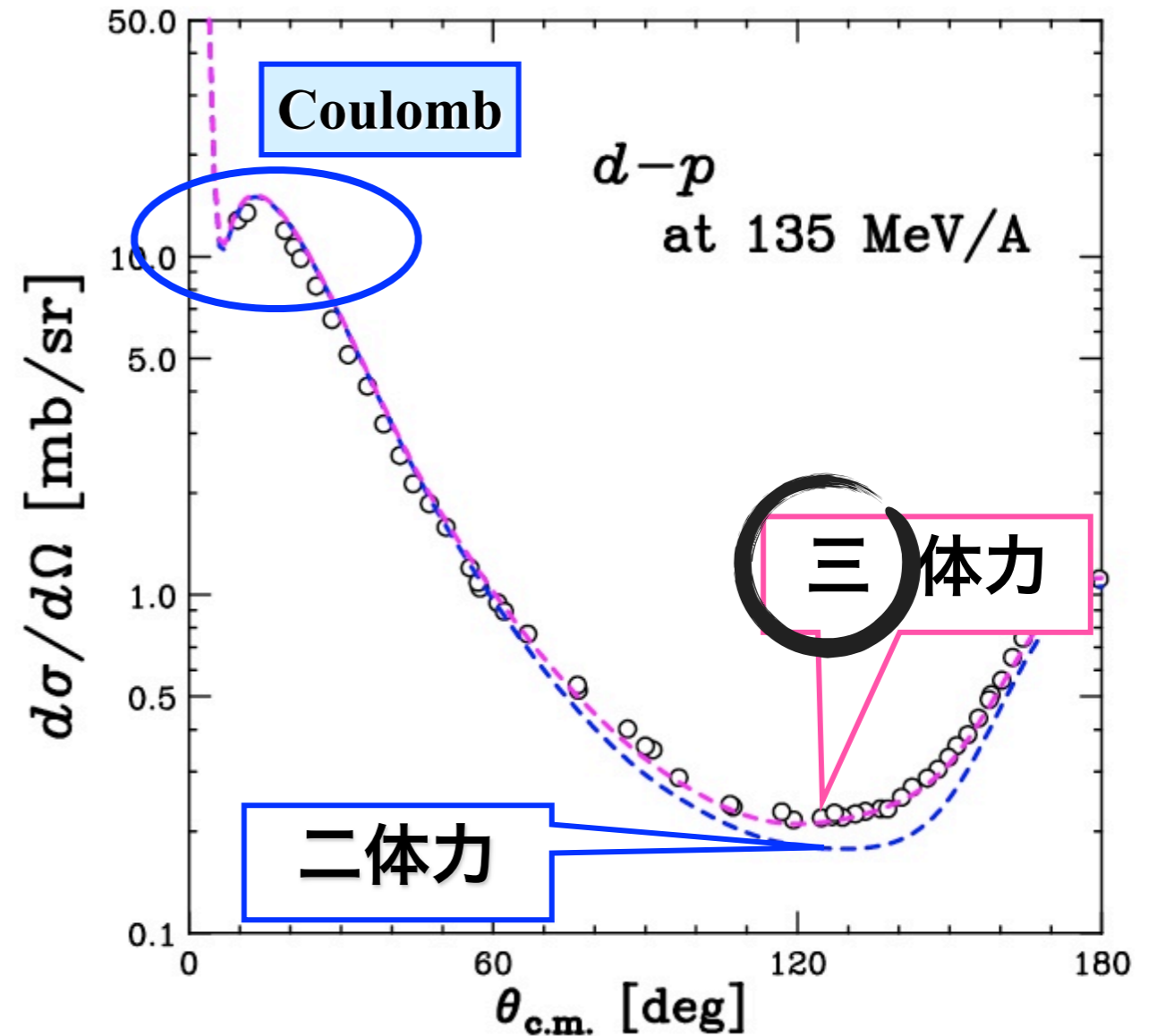
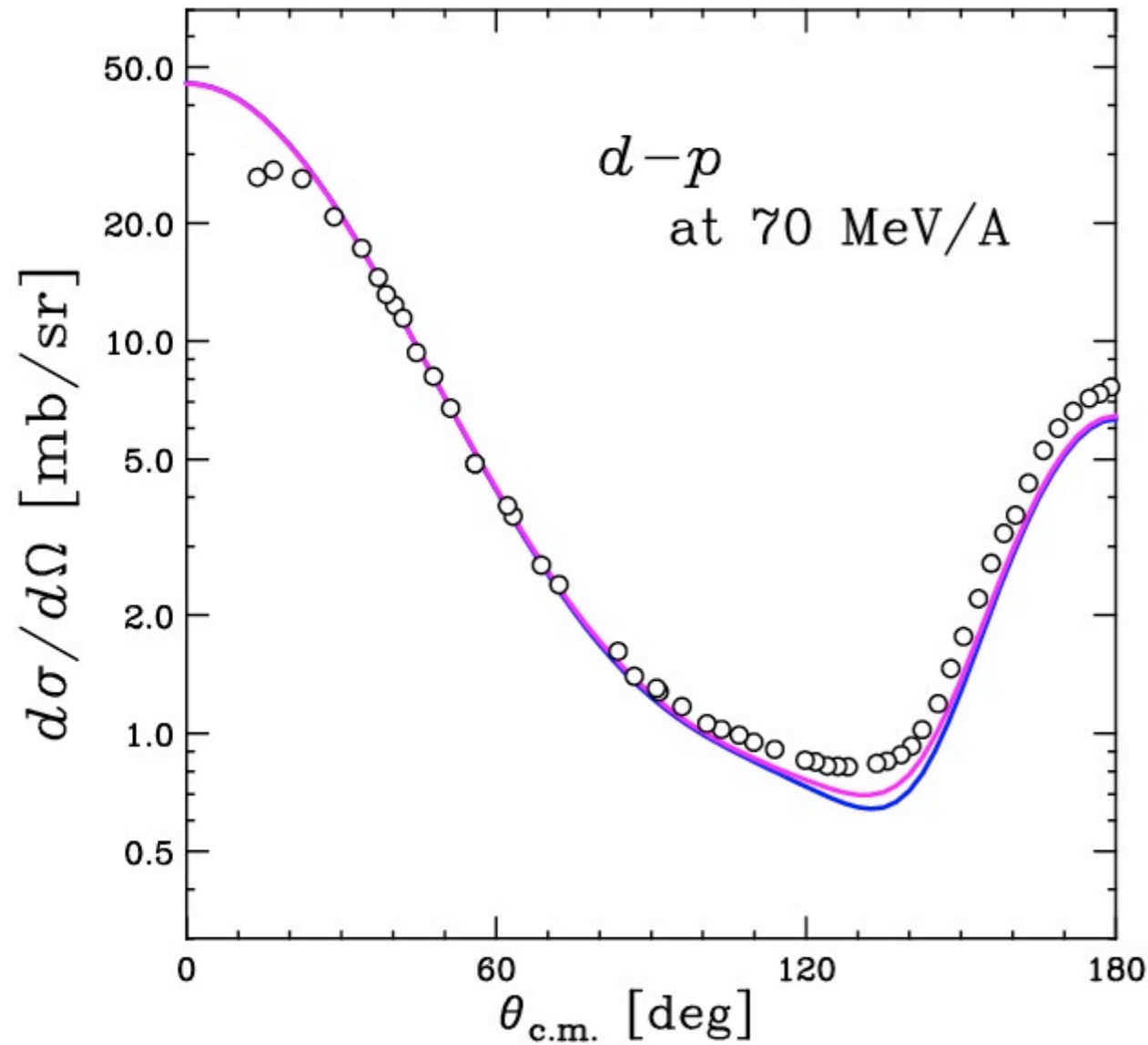


**Coupled channel approach with *Nucleon*& $\Delta$ -isobar : Good Agreement.**

A. Deltuva et al., PRC 68, 024005 (2003)  
 A. Deltuva et al., PRC 71, 054005 (2005)

— CDBonn +  $\Delta$ -isobar  
— CDBonnNN pot.

Hannover-Lisbon Gr. の  
 ファデーエフ理論計算との比較



**Coupled channel approach with *Nucleon*& $\Delta$ -isobar : Good Agreement.**

前方の散乱角度に見られる実験と理論の差は、クーロン力によるもの。

A. Deltuva et al., PRC 68, 024005 (2003)  
 A. Deltuva et al., PRC 71, 054005 (2005)

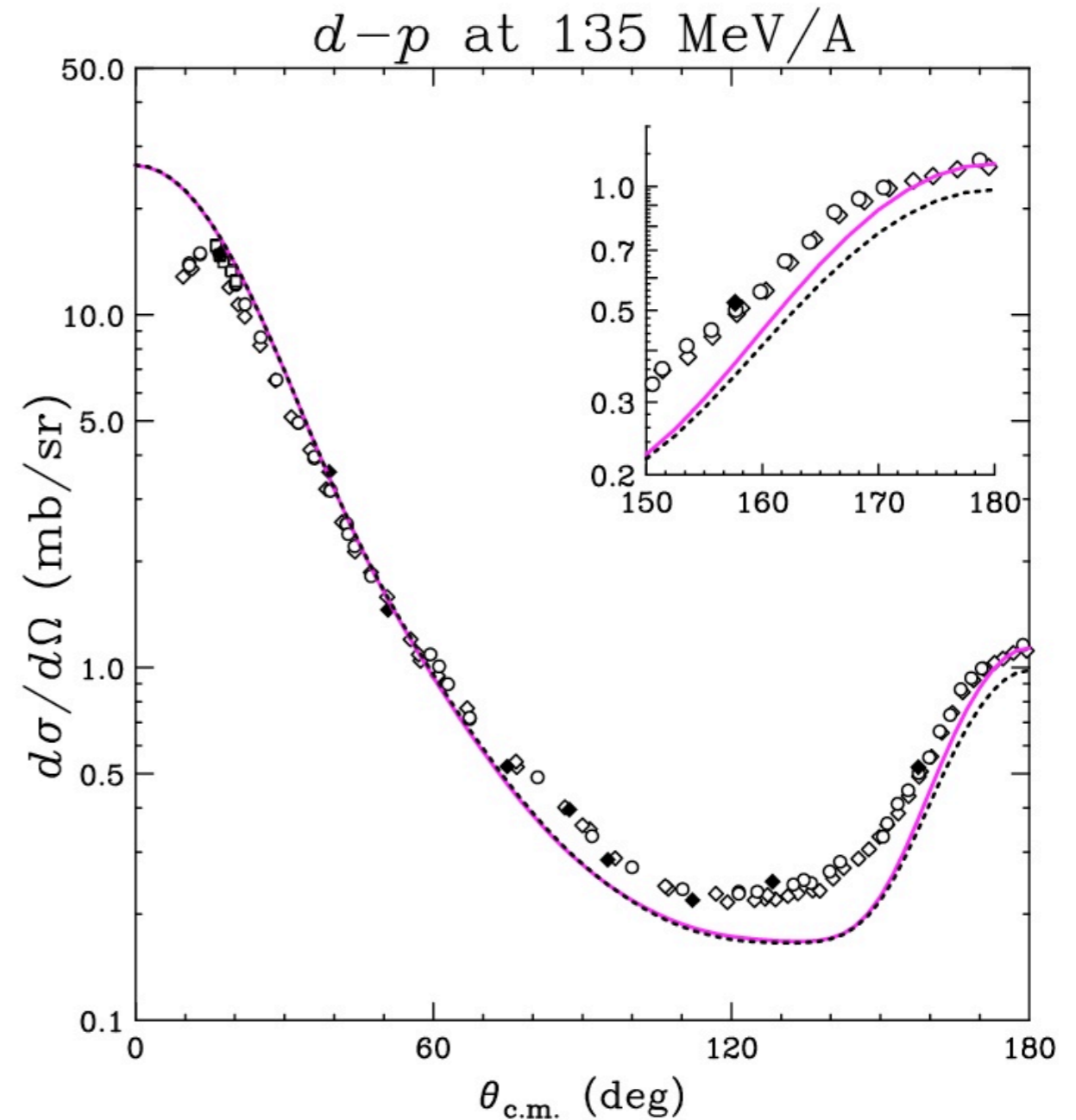
# 三体力以外の効果はあるのか？

## ～相対論的な効果～

- ファデーエフ理論計算は非相対論的に解かれている。
- ローレンツ変換した二体力を用いてファデーエフ方程式を解く試み(運動学的に相対論を取り込む)が初めてなされた。
- 後方角度( $\theta_{\text{c.m.}} > 160^\circ$ )以外は、相対論的な効果は殆ど見ることが出来ない。

実験値と二体力のみの理論計算との差は、三体力である。

- with Lorentz Boosted NN pot.
- - - with non-relativistic NN pot. (AV18)




K. S. et al., Phys. Rev. Lett. 95, 0162301(2005)



# 観測量

- ◆ 微分断面積：三体力の大きさをみる

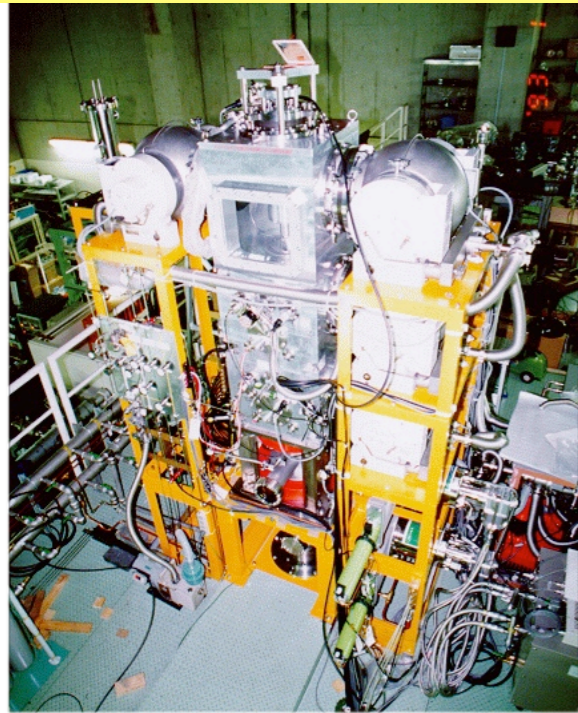
大きさ： 

実験値と厳密理論計算との差は三体力によって説明された。

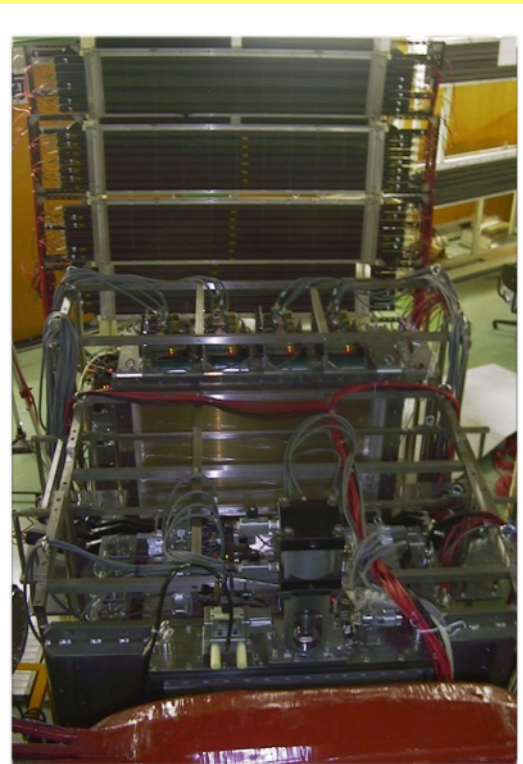
散乱系で三体力の証拠が見つかった**最初の例**。

- ◆ スピン観測量：三体力のスピン依存性をみる

スピン偏極を作る装置  
偏極重陽子イオン源

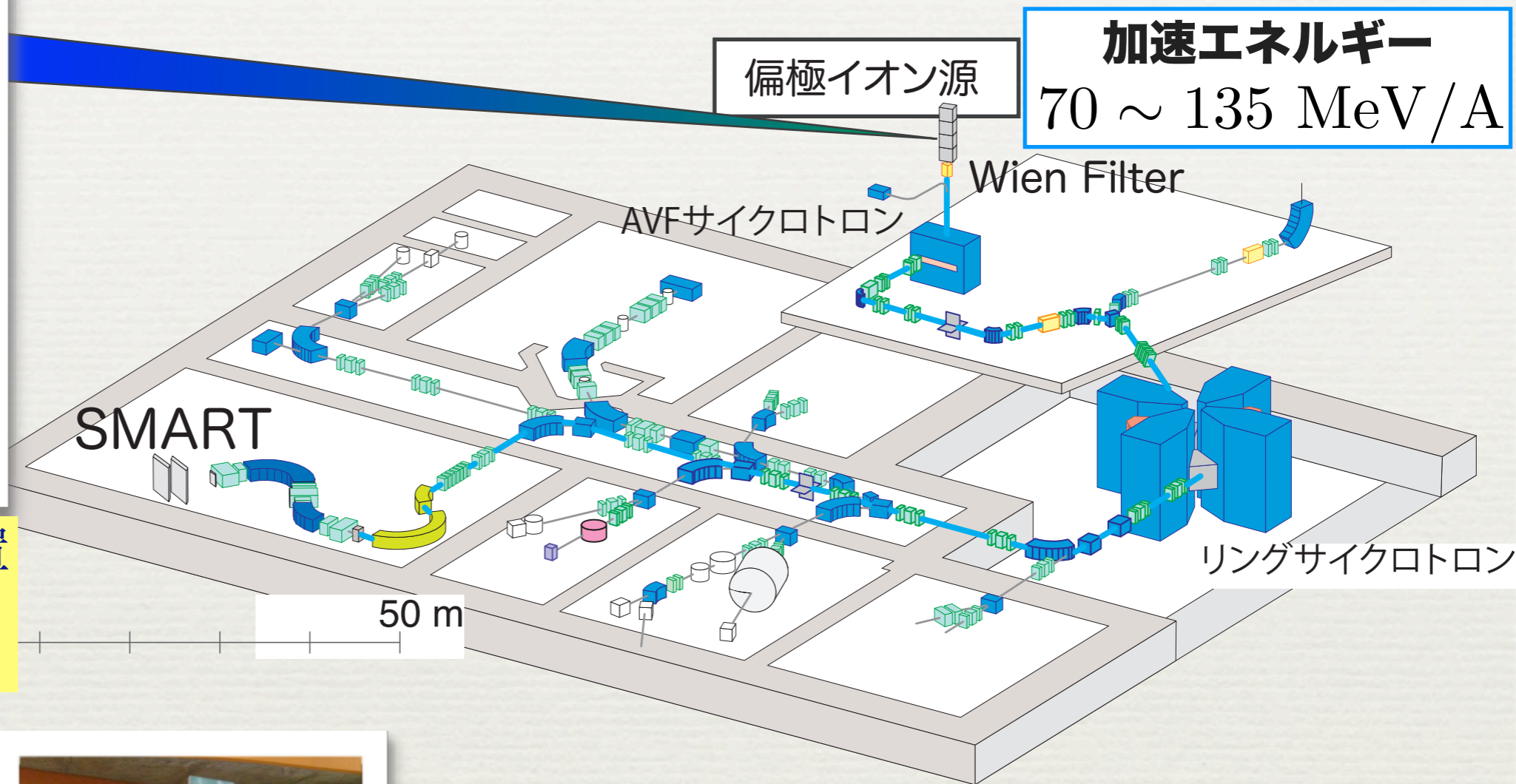


スピン偏極を測る装置  
DPOL etc...



# 理化学研究所 加速器施設

(埼玉県和光市, 現 理研RIBF)



## 自由自在にスピン軸を制御

理研偏極重陽子ビームの最大の特徴

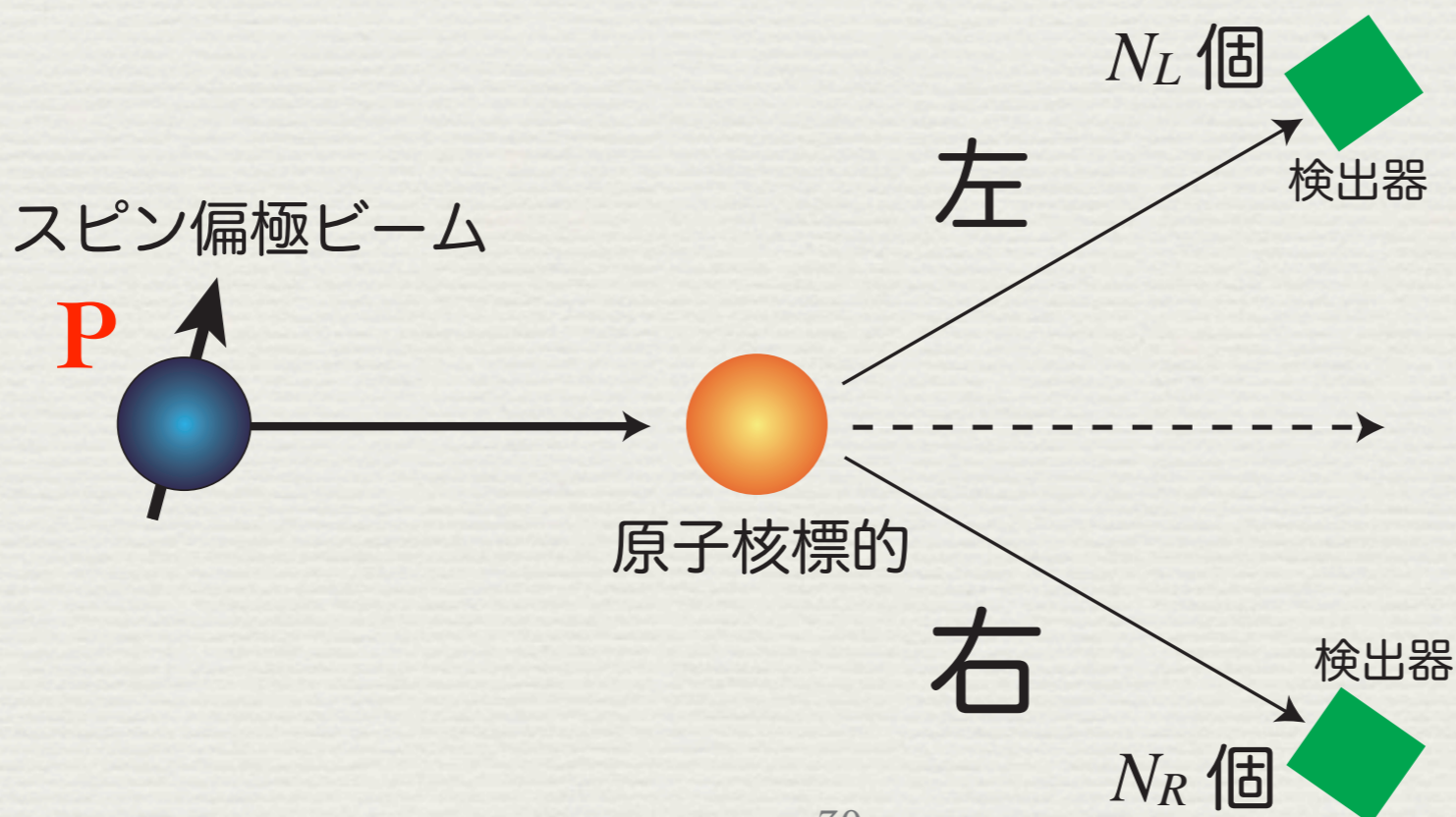
スピン偏極分解能の完全測定が可能

# スピンの向きを測る

スピン偏極による効果は左右に散乱される粒子数の非対称度として現れる。

$$\text{非対称度} = P \cdot A = \frac{N_L - N_R}{N_L + N_R} \quad \begin{array}{l} P : \text{偏極度} \\ A : \text{標的の分析能} \end{array}$$

→ スピンの向き **P** が求まる

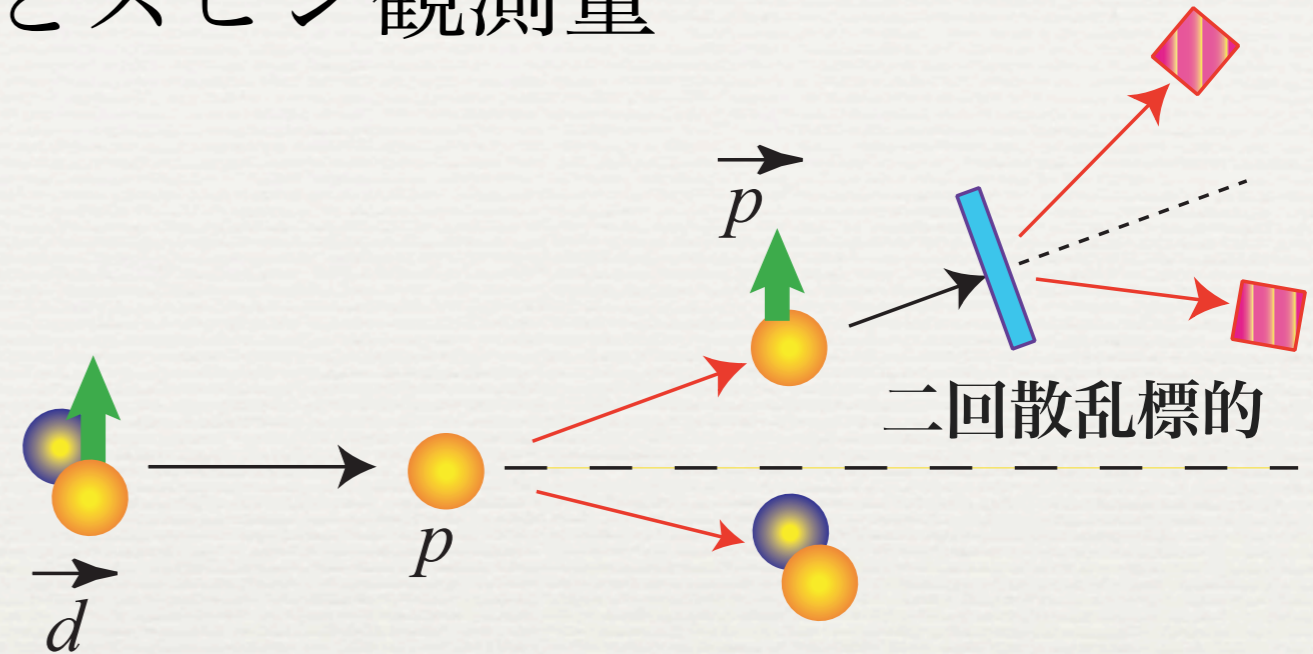


# 偏極微分断面積とスピン観測量

スピン偏極度  $p_{ij}$  ( $i, j = x, y, z$ ) を持つビームを標的に入射すると、散乱の非対称が生じる。

Spin 1 の場合

偏極分解能  $A_{ij}$  ( $i, j = x, y, z$ )



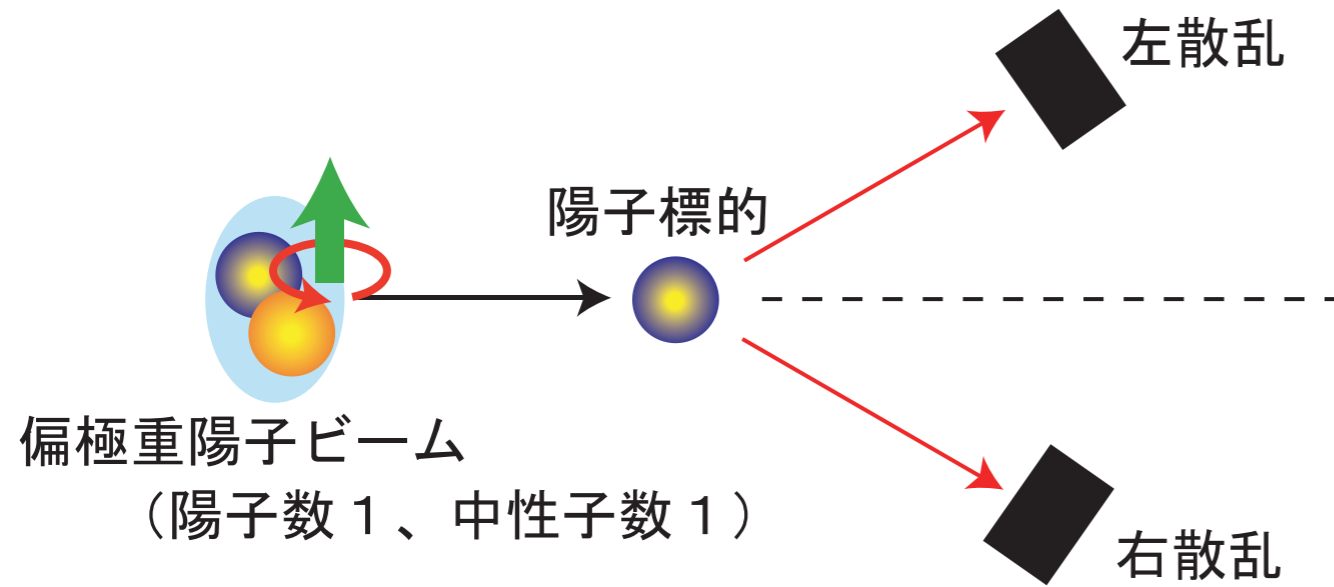
$$\sigma = \sigma_0 \left( 1 + \frac{3}{2} p_y A_y + \frac{2}{3} p_{xz} A_{xz} + \frac{1}{3} p_{xx} A_{xx} + \frac{1}{3} p_{yy} A_{yy} + \frac{1}{3} p_{zz} A_{zz} \right)$$

重陽子から陽子への偏極移行量  $K_{ij}$  ( $i, j = x, y, z$ )

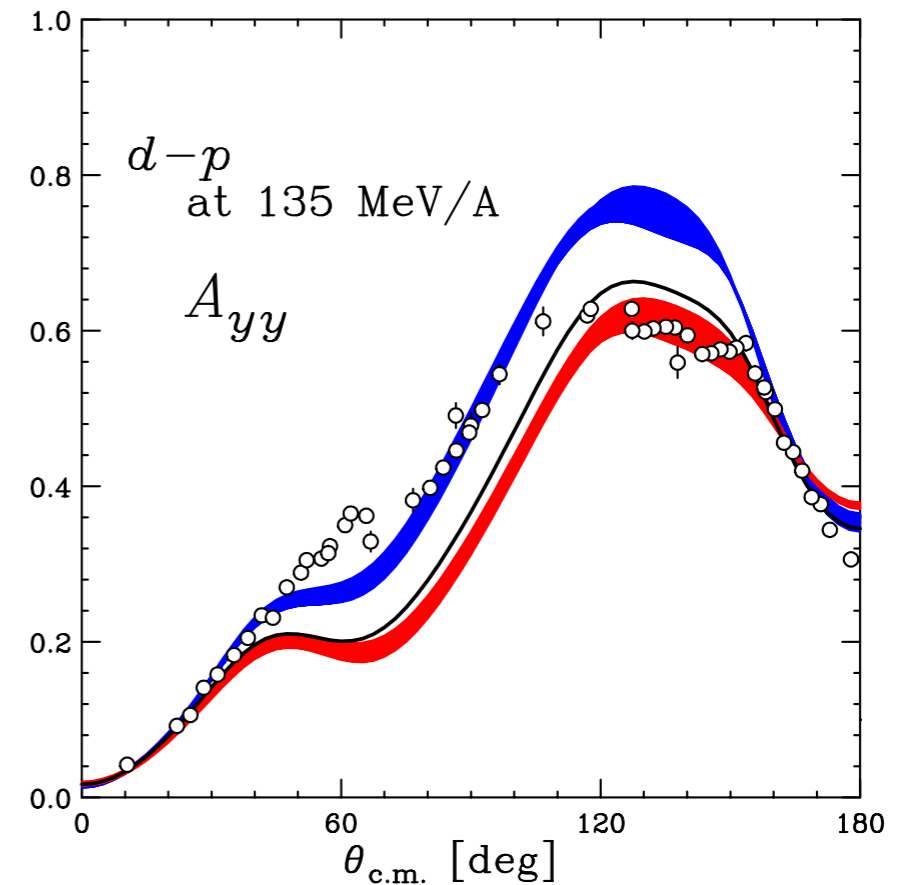
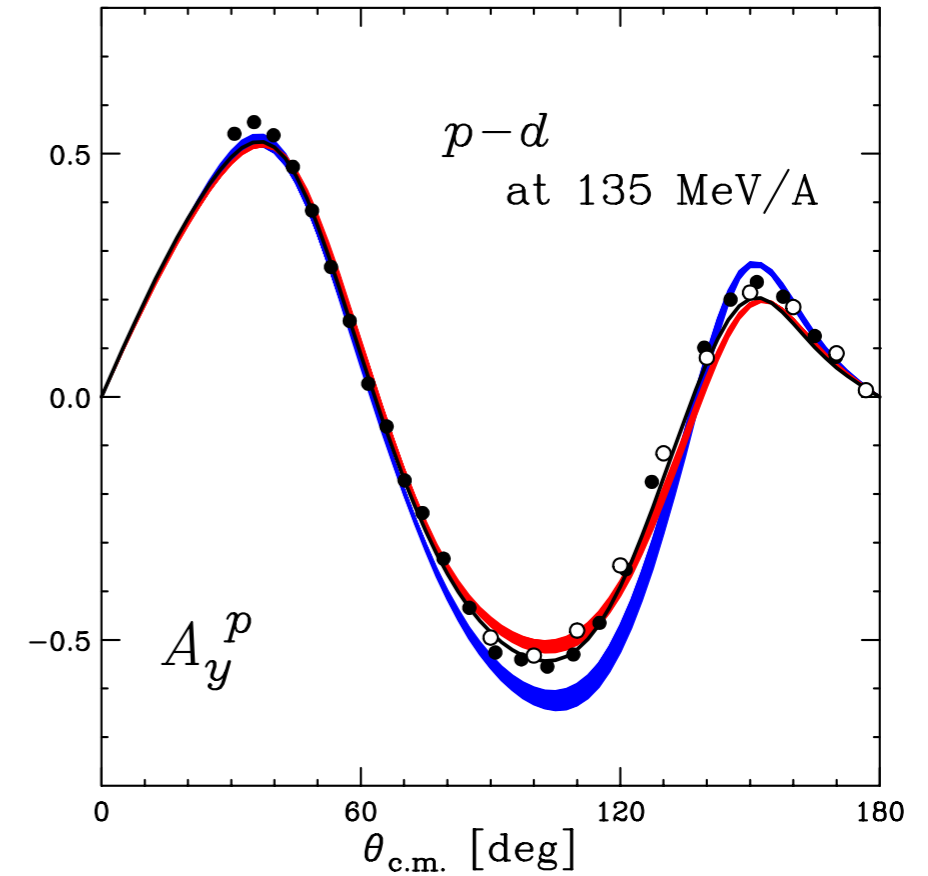
$$p'_y \sigma = \sigma_0 \left( P^{y'} + \frac{3}{2} p_y K_y^{y'} + \frac{2}{3} p_{xz} K_{xz}^{y'} + \frac{1}{3} p_{xx} K_{xx}^{y'} + \frac{1}{3} p_{yy} K_{yy}^{y'} + \frac{1}{3} p_{zz} K_{zz}^{y'} \right)$$

$$K_{kq}^{l'} \equiv \frac{\text{Tr} \left( \mathcal{T} \tau_{kq}^+ \mathcal{T}^+ \sigma_{l'} \right)}{\text{Tr}(\mathcal{T} \mathcal{T}^+)}$$

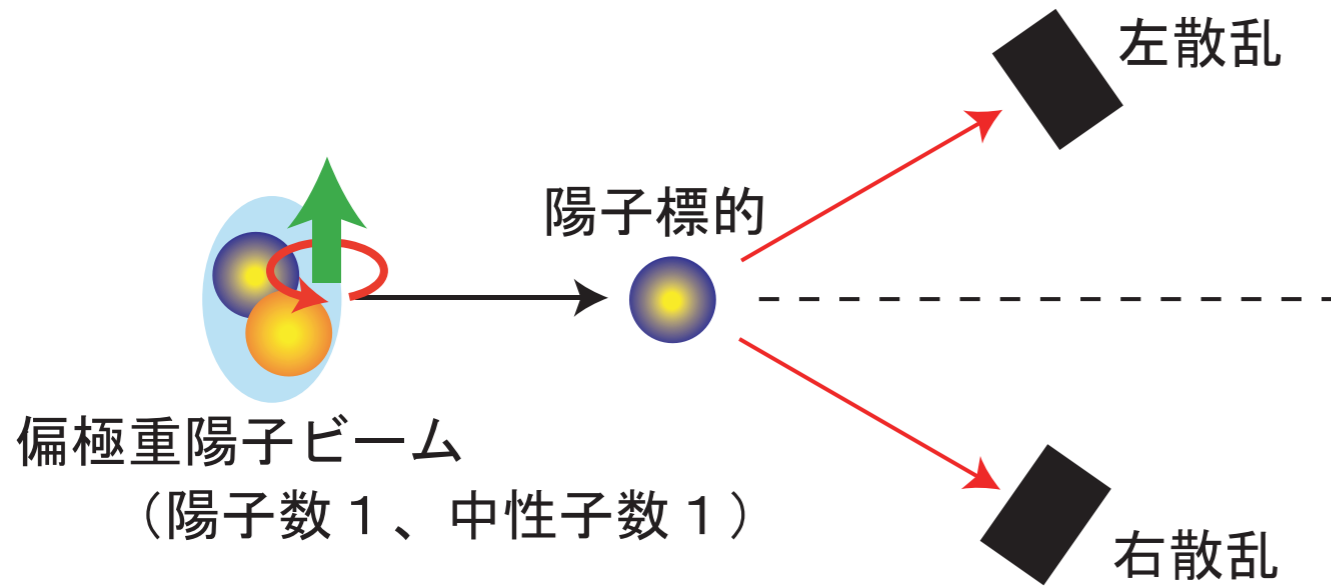
# 偏極分解能



**2NF (CDBonn, AV18, Nijmegen I,II) :**  
微分断面積の最小値付近で  
大きな差が見える。



# 偏極分解能

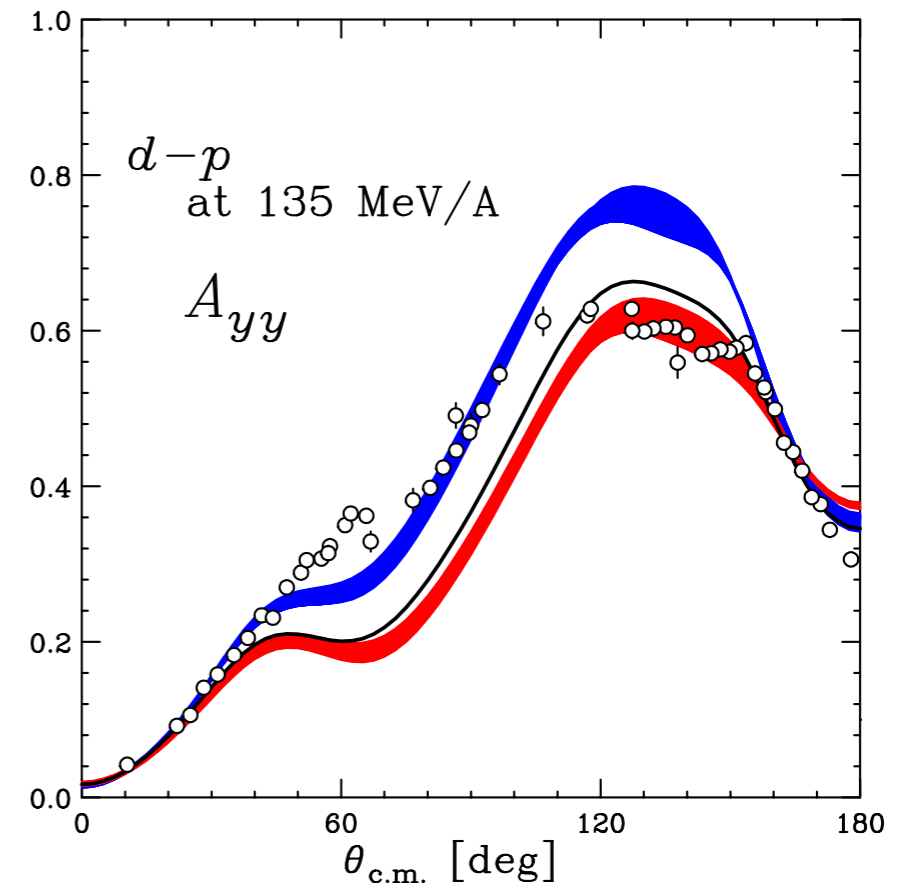
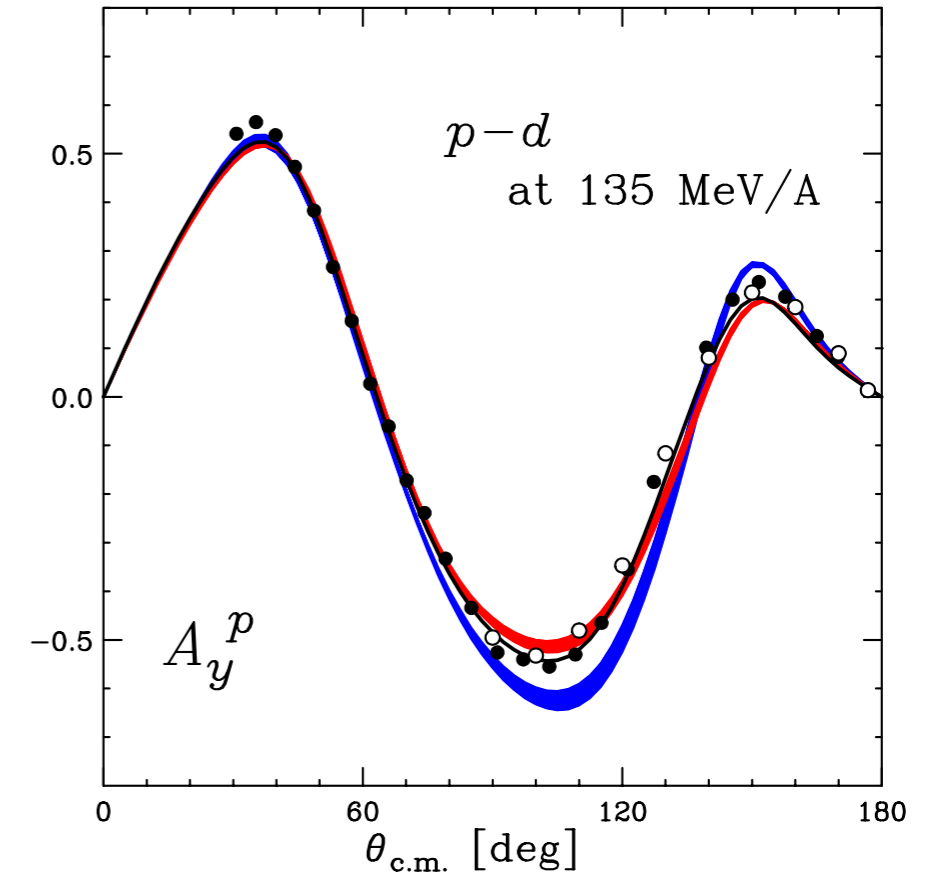


**2NF (CDBonn, AV18, Nijmegen I,II) :**  
微分断面積の最小値付近で  
大きな差が見える。

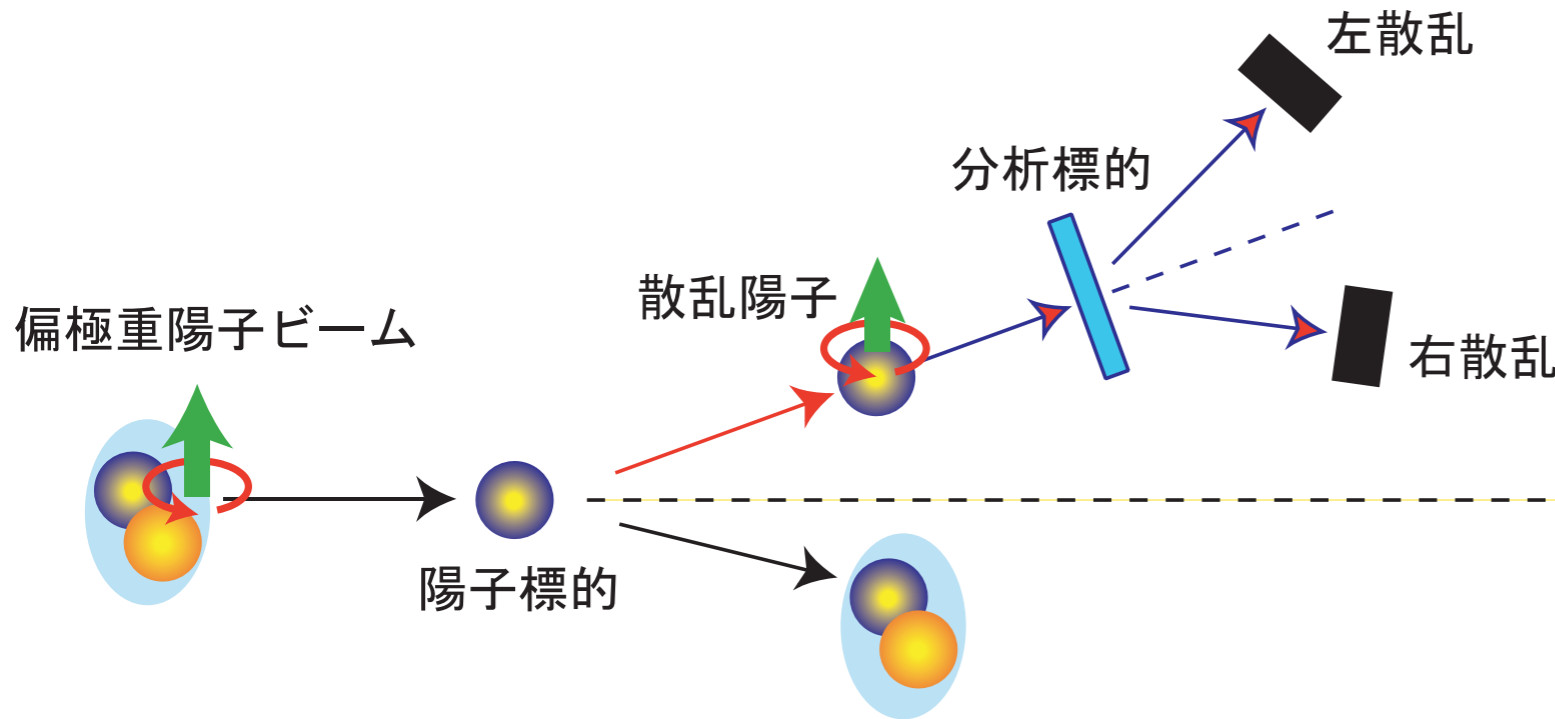
**3NF (Tucson-Melbourne, Urbana IX) :**

ベクトル偏極分解能  $A_y^p$   
: 三体力の導入で、実験値が再現。

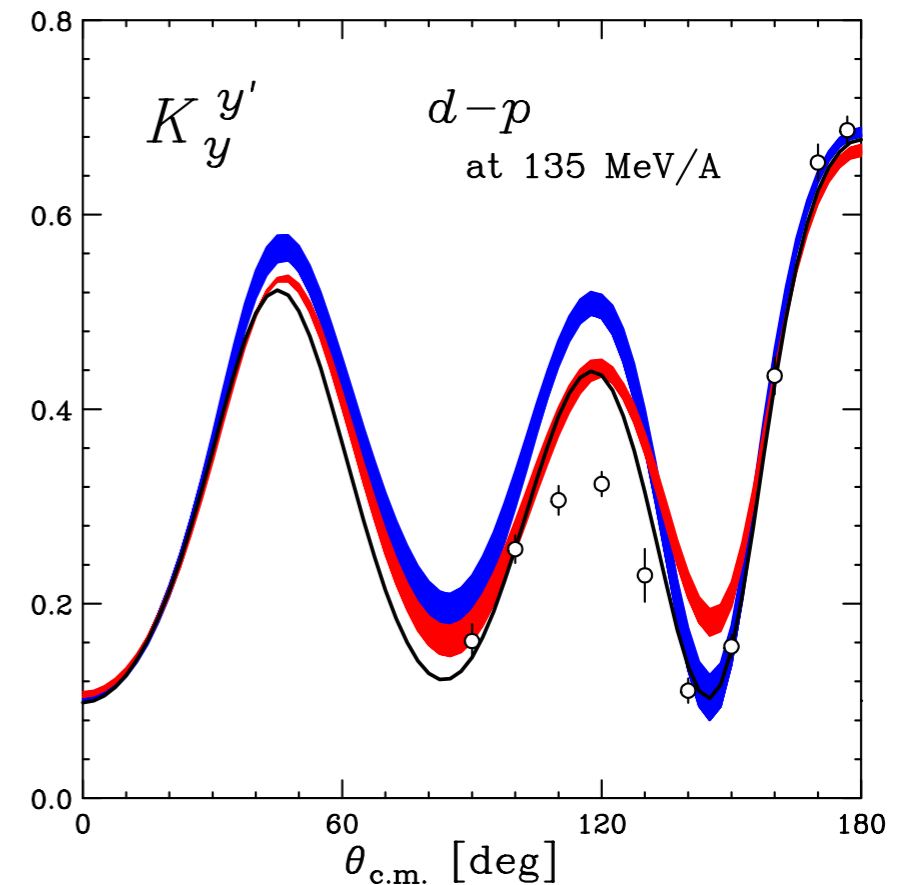
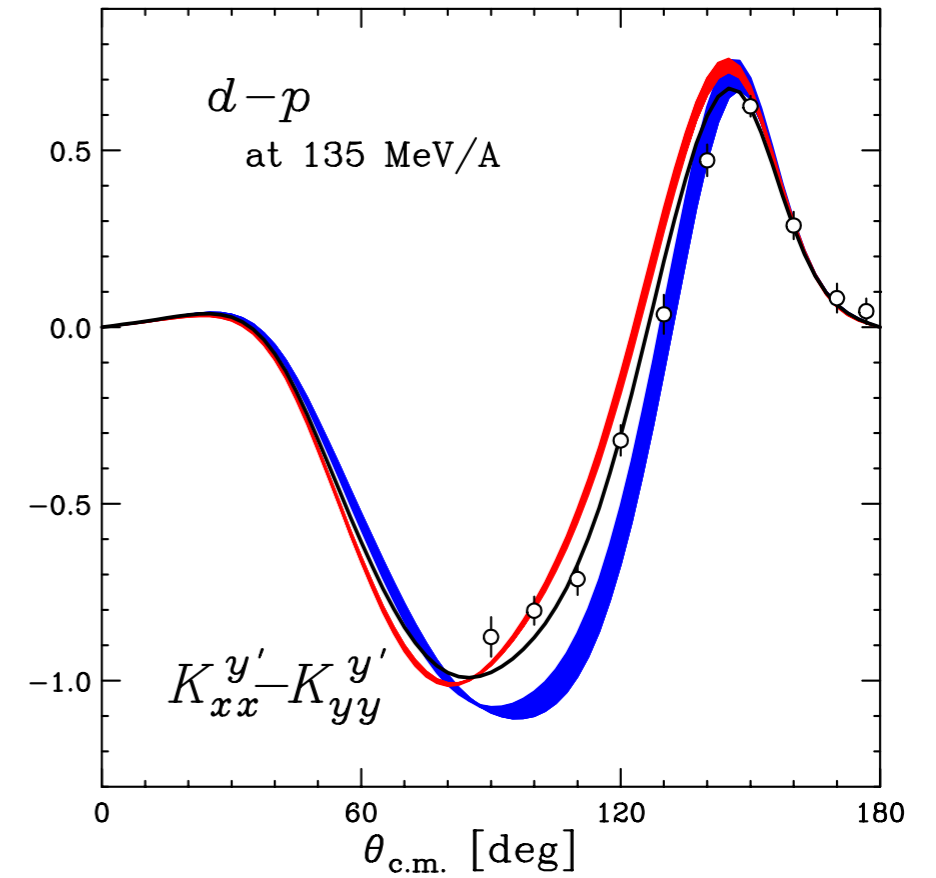
テンソル偏極分解能  $A_{yy}$   
: 三体力では説明できない



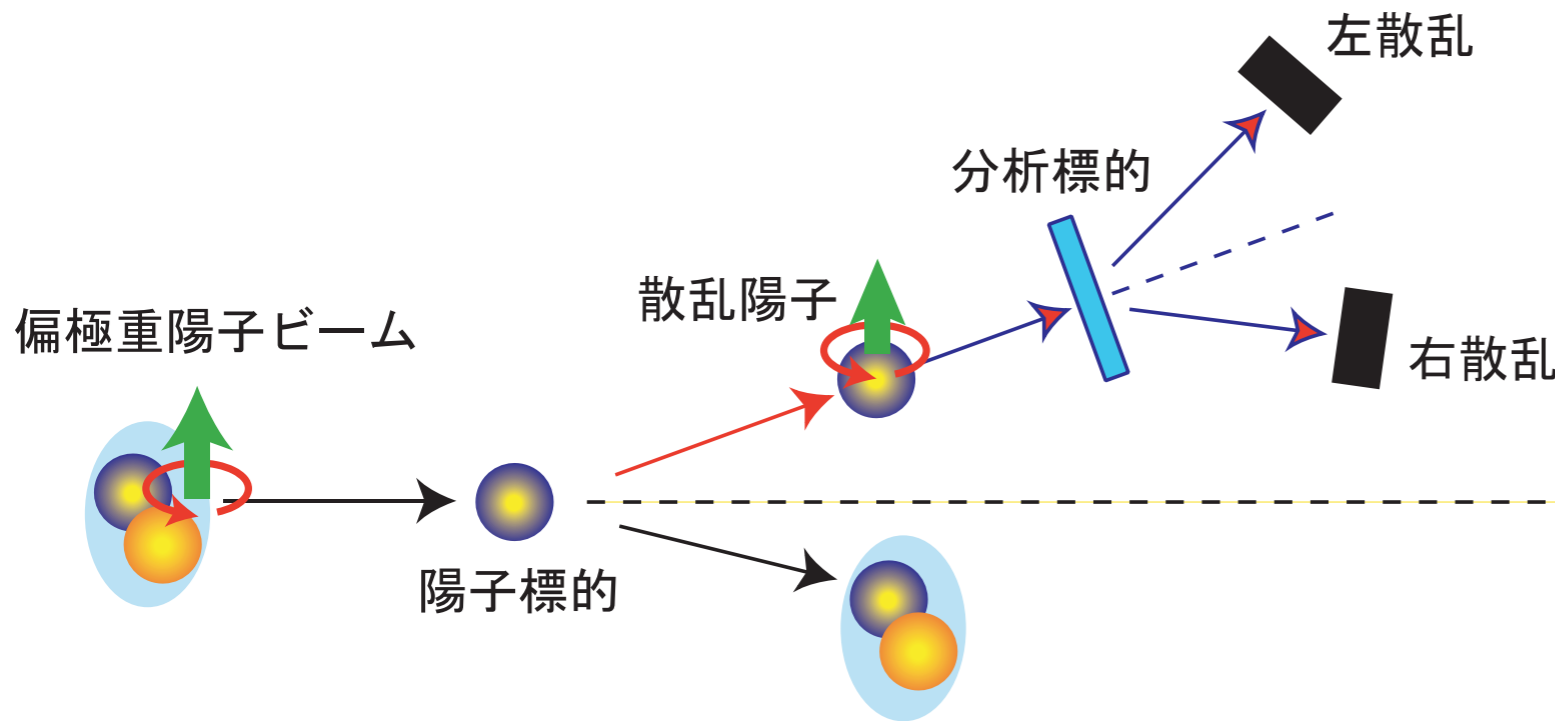
# 偏極移行量



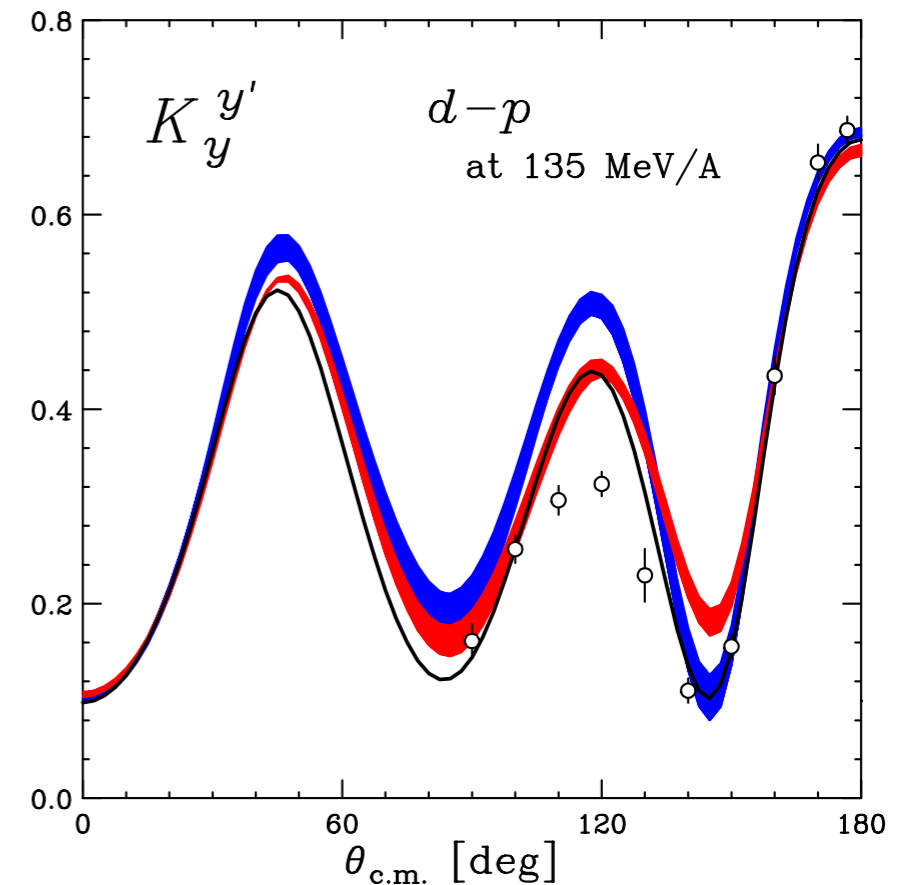
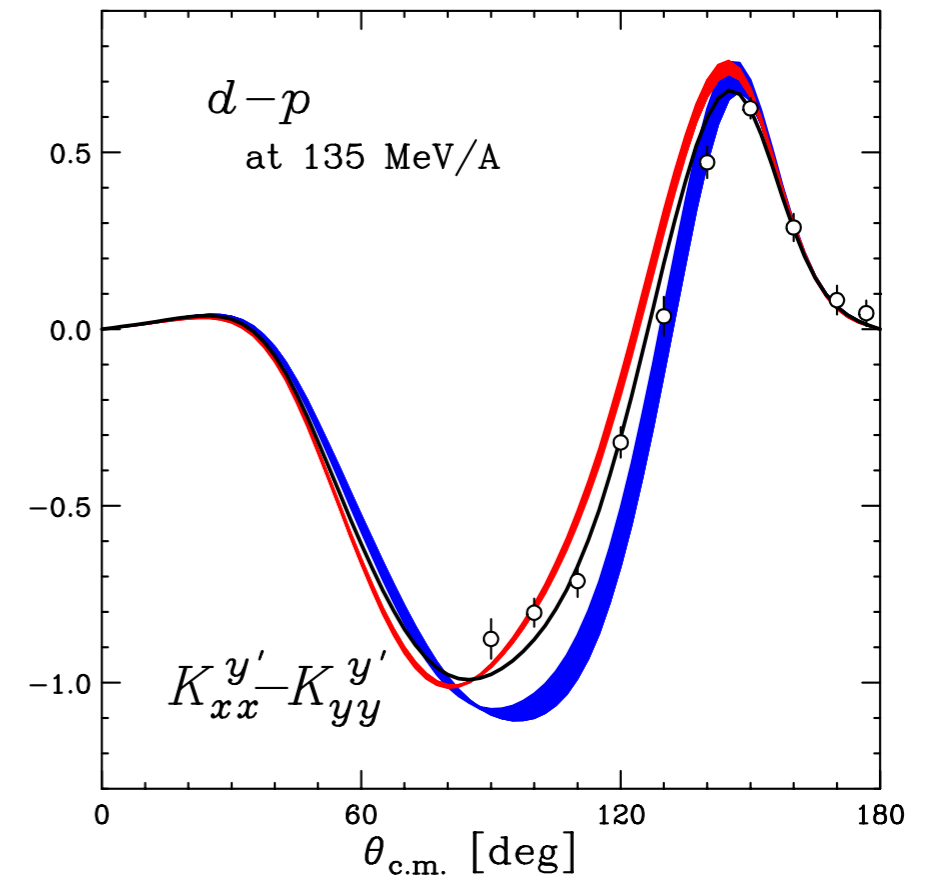
- テンソル・ベクトル型  $K_{xx}^{y'} - K_{yy}^{y'}$   
 : 三体力は 実験値を再現
- ベクトル・ベクトル型  $K_y^{y'}$   
 : 三体力の方向 ○  
 三体力の大きさ ×



# 偏極移行量




- テンソル・ベクトル型  $K_{xx}^{y'} - K_{yy}^{y'}$   
 : 三体力は 実験値を再現
- ベクトル・ベクトル型  $K_y^{y'}$   
 : 三体力の方向 ○  
 三体力の大きさ ×





# 観測量

- ◆ 微分断面積：三体力の大きさをみる

大きさ： 

実験値と厳密理論計算との差は三体力によって説明された。  
散乱系で三体力の証拠が見つかった**最初の例**。

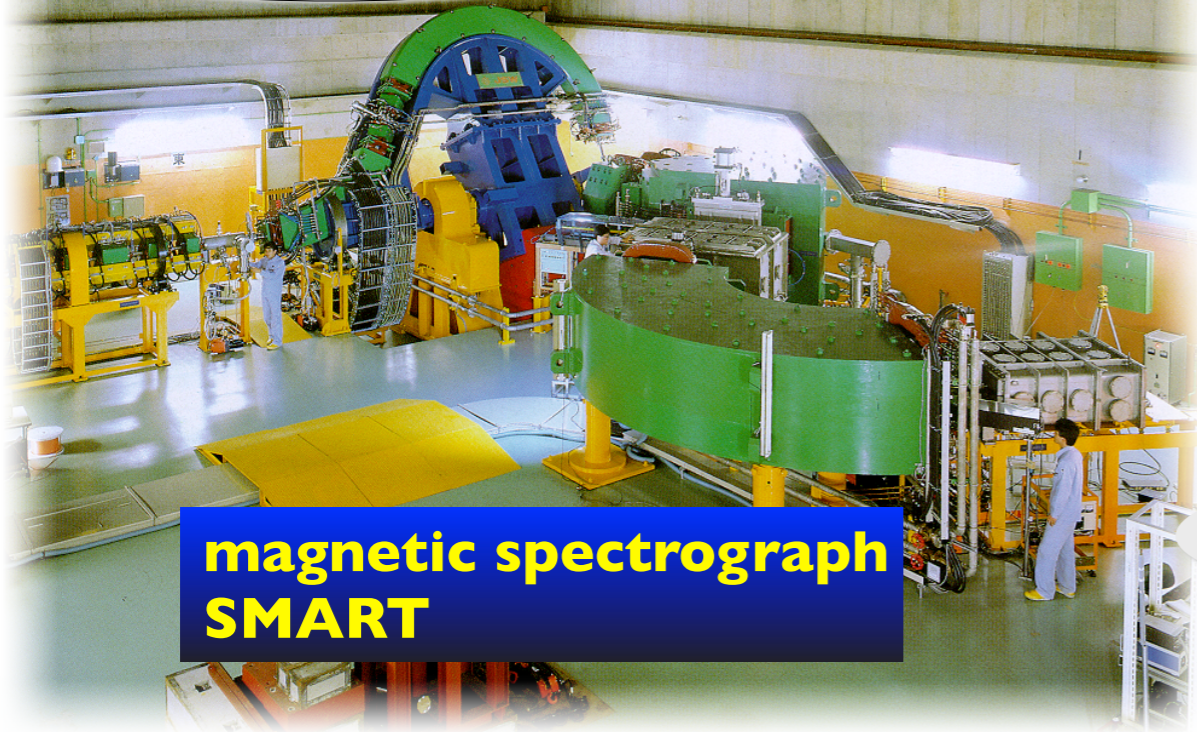
- ◆ スピン観測量：三体力のスピン依存性をみる

三体力を考慮しても必ずしも実験値を説明できない  
⇒ 三体力のスピン依存部分の記述は不完全

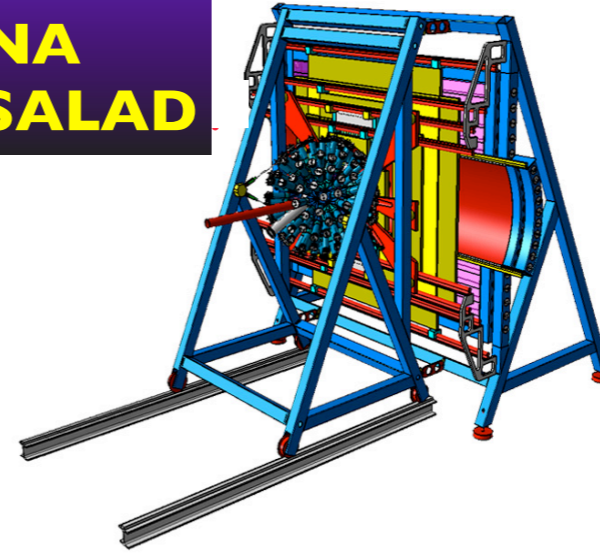
我々の実験以降に起きていること

# 実験

RIKEN

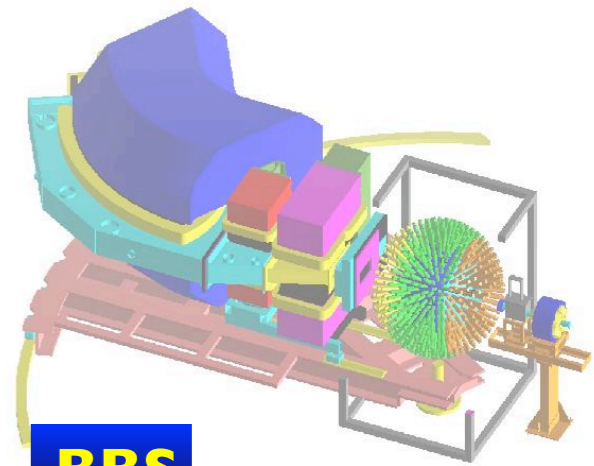


BINA  
& SALAD

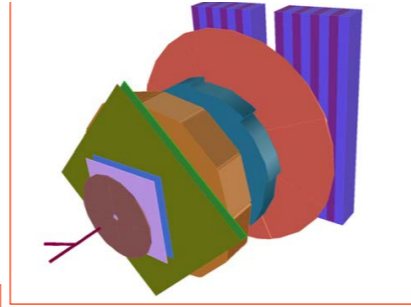


KVI

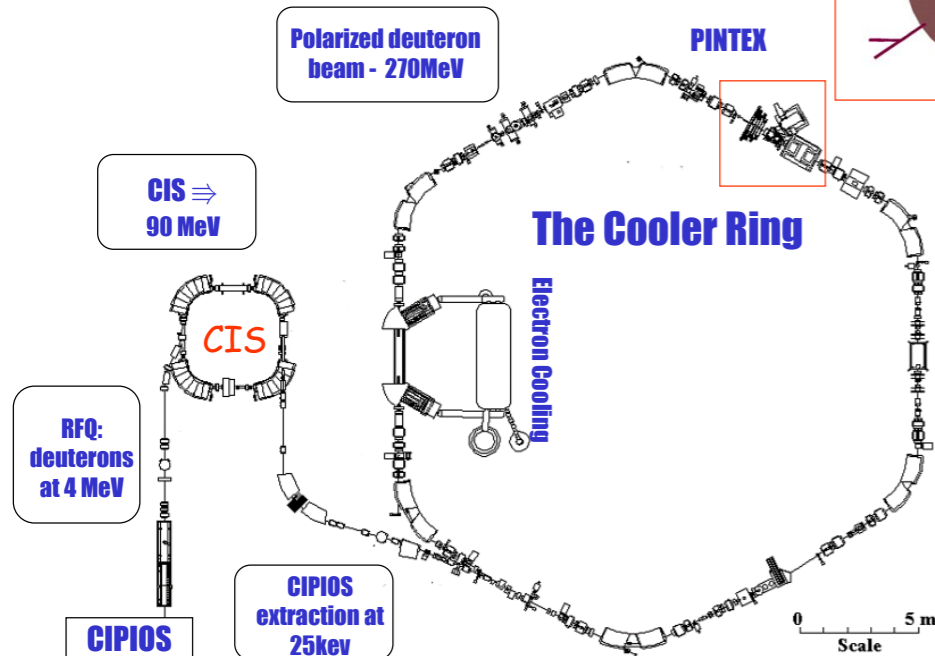
BBS



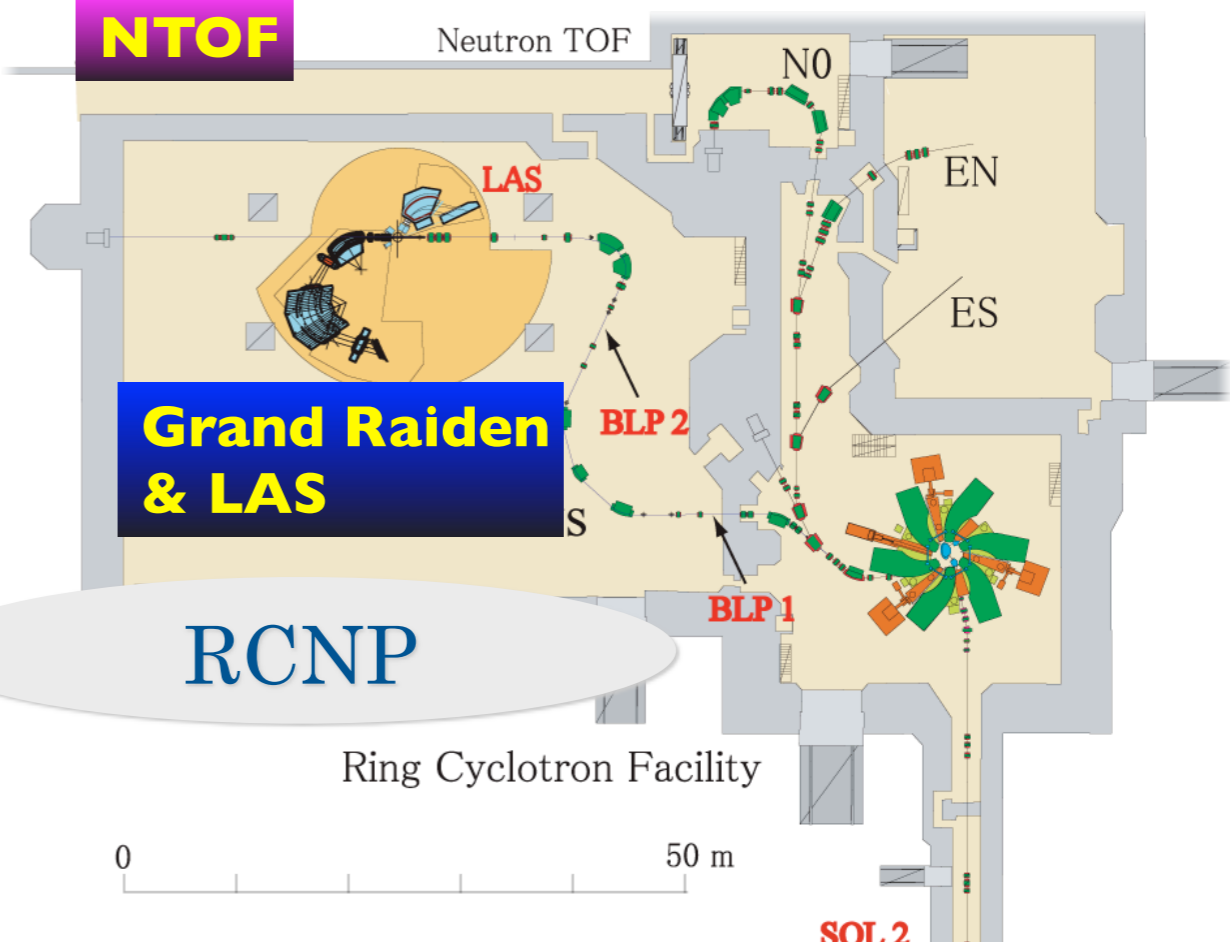
IUCF



Cooler Ring  
+ PINTEX



NTOF

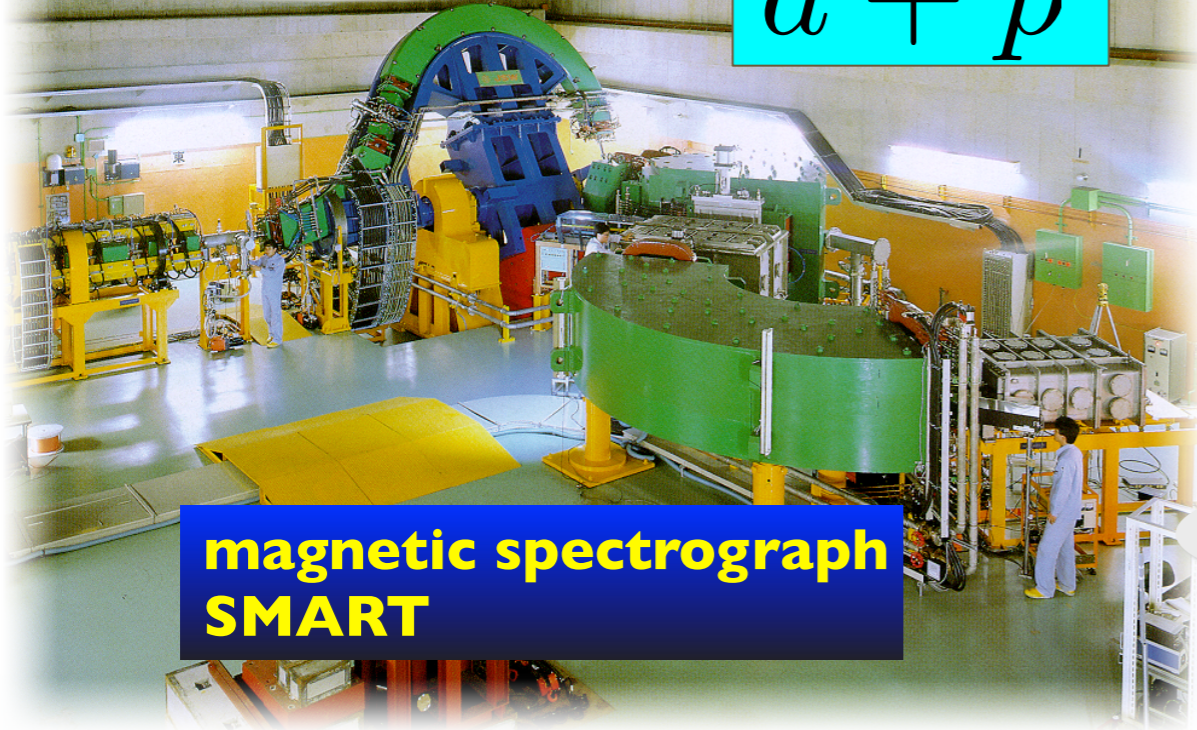


RCNP

# 実験

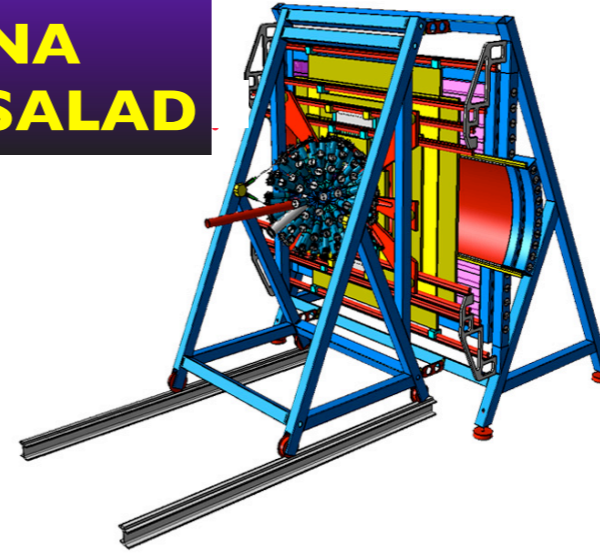
RIKEN

$$\vec{d} + p$$



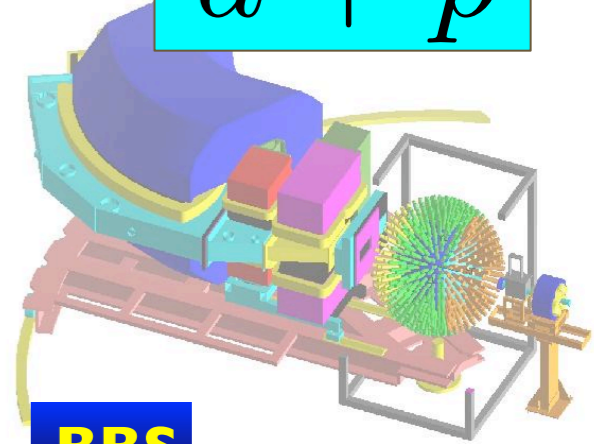
magnetic spectrograph  
SMART

BINA  
& SALAD



$$\vec{p} + d$$

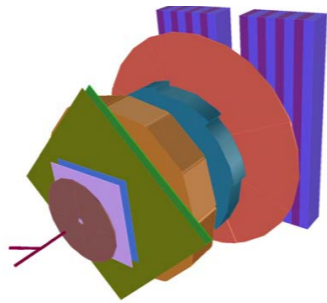
$$\vec{d} + p$$



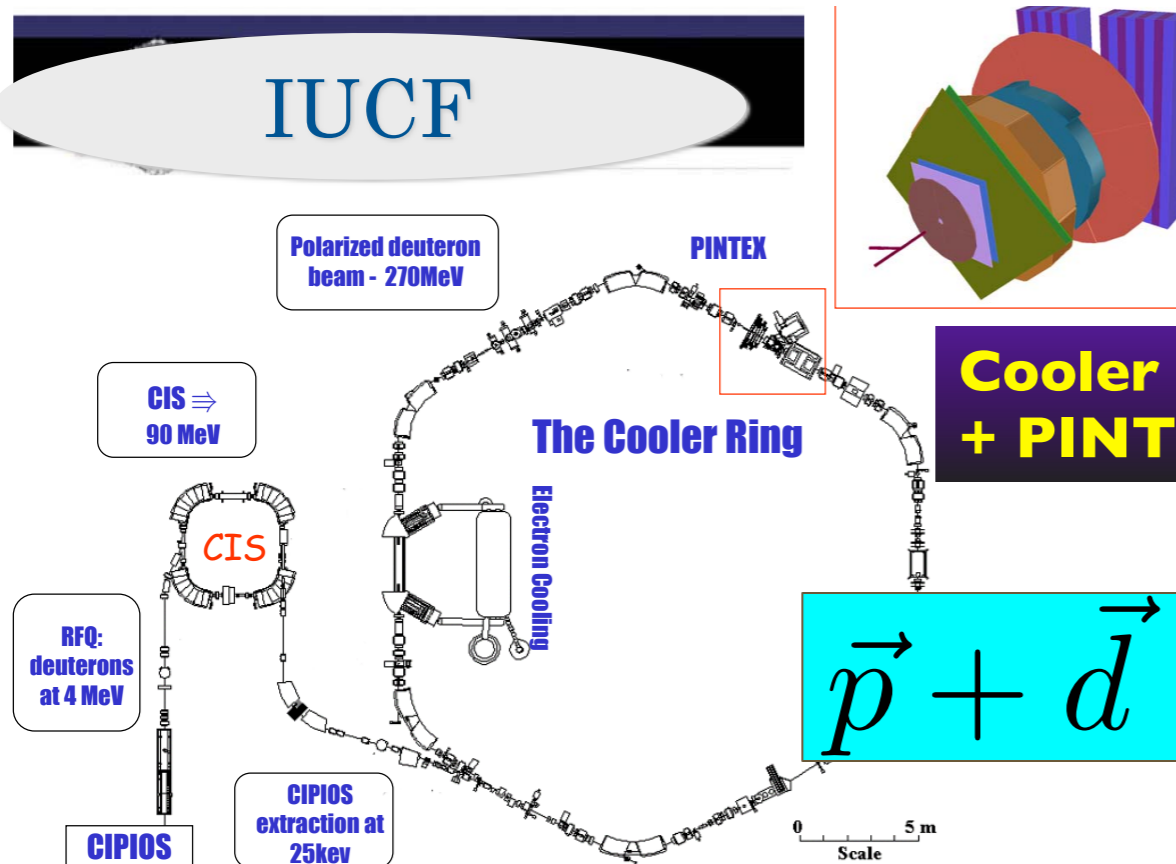
BBS

KVI

IUCF



Cooler Ring  
+ PINTEX



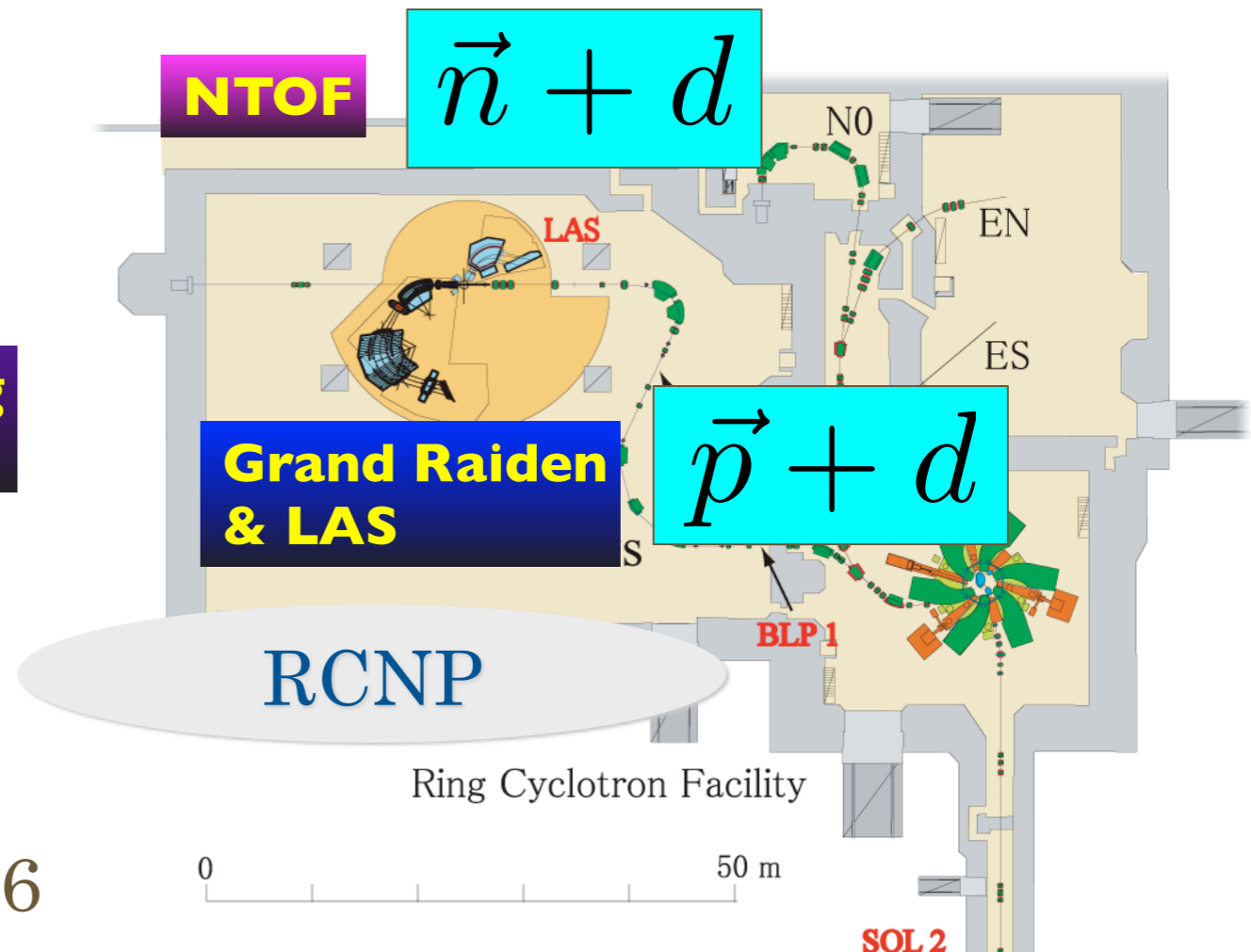
NTOF

$$\vec{n} + d$$

Grand Raiden  
& LAS

$$\vec{p} + d$$

RCNP



# n-d elastic measurement at 250 MeV at RCNP

Y. Maeda *et al.*, Phys. Rev. C **76**, 014004 (2007).

▣ **Coulomb free**

▣ **Direct** comparison is possible:

between *nd* data vs. **Faddeev calc.**

*n* : secondary beam exp. → very **difficult.**

**${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  reaction**

▣ **Forward angle** :  $d(n,n)d$  **NTOF+NPOL**

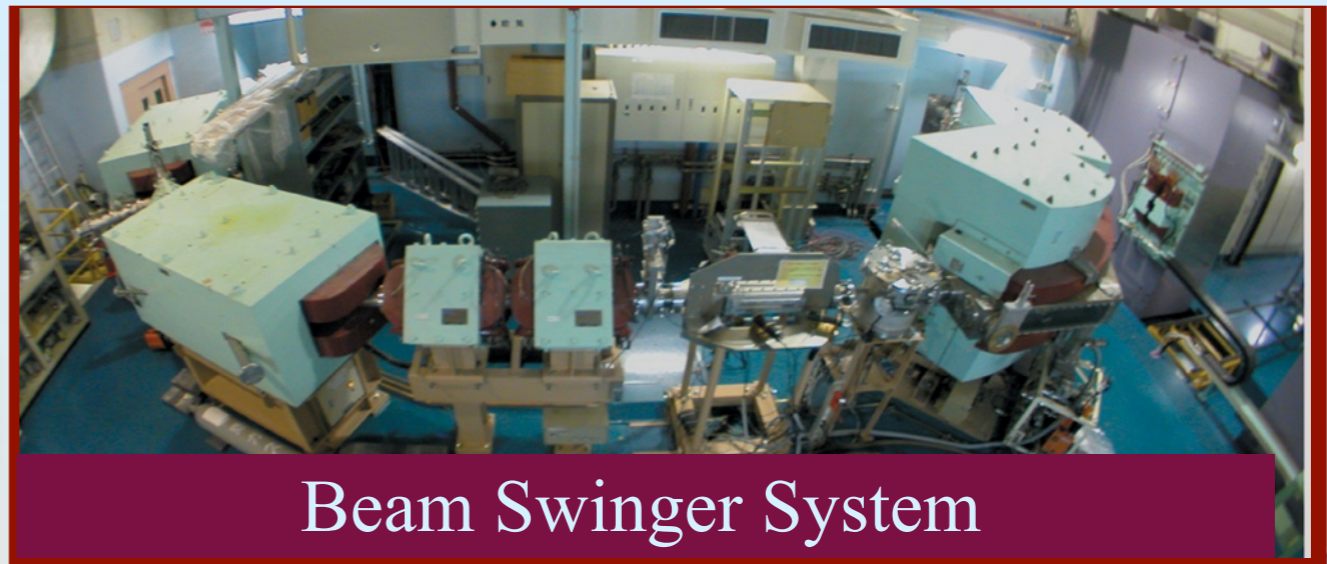
**D liq. Scintillator (active target)**

▣ **Backward angle** :  $d(n,d)n$  **(n,p) facility**

**recoiled *d* detected**

**All data points are normalized by np scatt.**

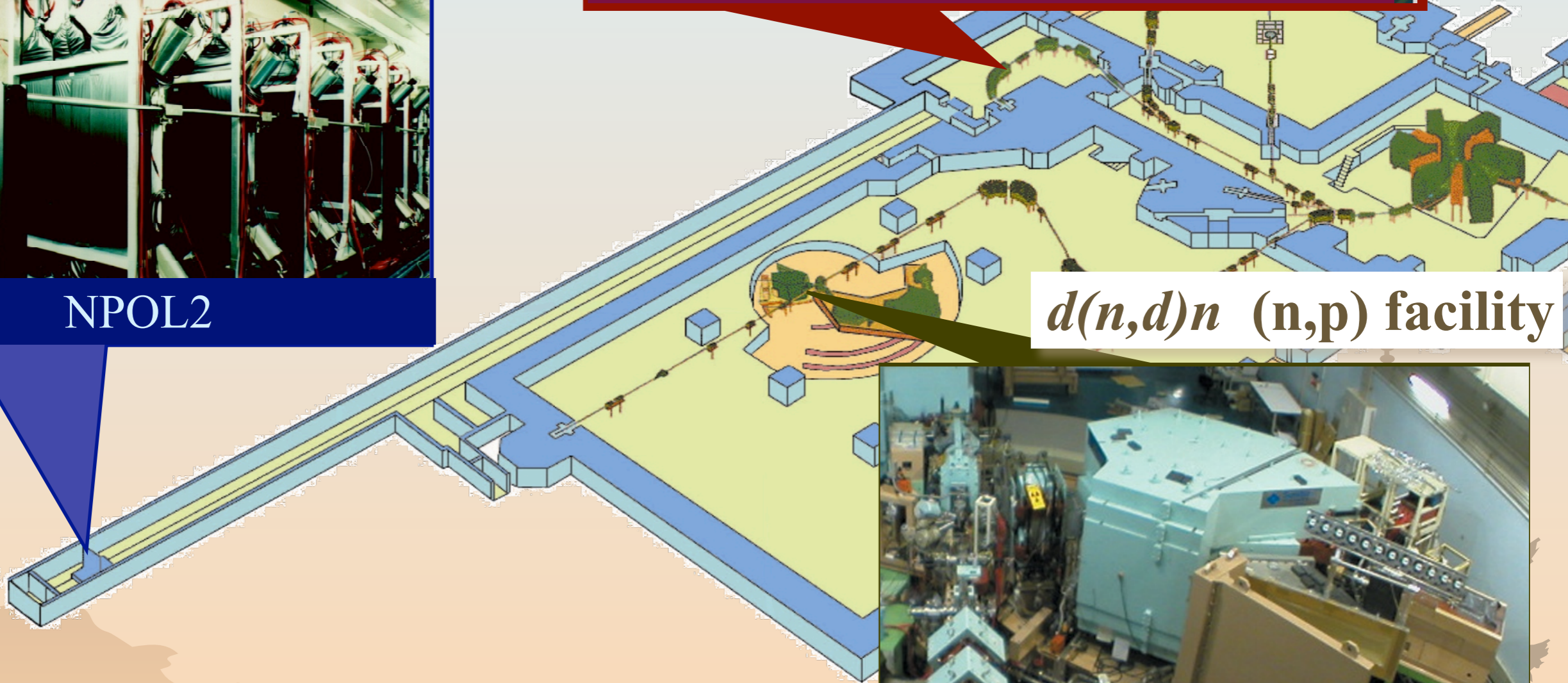
$d(n,n)d$  NTOF+NPOL



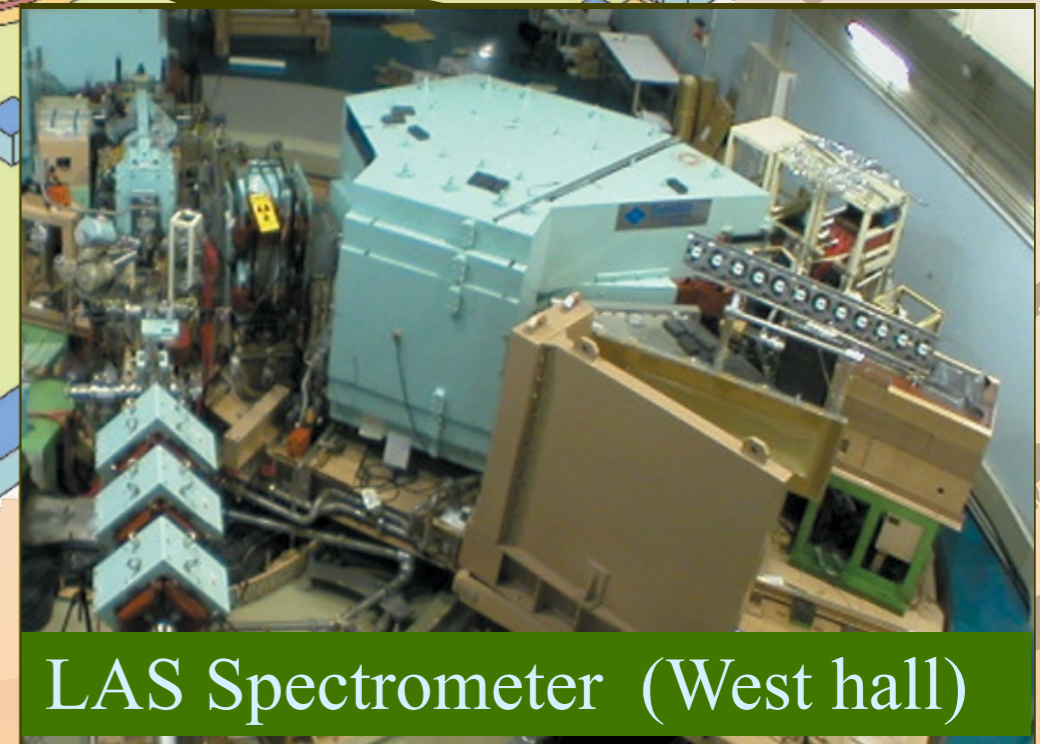
Beam Swinger System



NPOL2



$d(n,d)n$  (n,p) facility



LAS Spectrometer (West hall)

***RCNP***  
***Osaka University***

# 70-400 MeV/A の重陽子-陽子弾性散乱

$pd$  and  $nd$  Elastic Scattering at 70–400 MeV/A

~1998

Observable	100	200	300	400
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$				
$\vec{p}$ $A_y^p$ $\vec{n}$ $A_y^n$				
$\vec{d}$ $A_y^d$ $A_{yy}$ $A_{xx}$ $A_{xz}$				
$\vec{p} \rightarrow \vec{p}$ $K_y^{y'}$ $K_x^{x'}$ $K_x^{z'}$ $K_z^{x'}$ $K_z^{z'}$				
$\vec{d} \rightarrow \vec{p}$ $K_y^{y'}$ $K_{xx}^{y'}$ $K_{yy}^{y'}$ $K_{xz}^{y'}$				
$\vec{p} \rightarrow \vec{d}$ $K_y^{y'}$				
$\vec{p}\vec{d}$ $C_{yy}$ $C_{ij}$				

# 70-400 MeV/A の重陽子一陽子弾性散乱

pd and nd Elastic Scattering at 70–400 MeV/nucleon

~2013

Observable	100	200	300	400	
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	●	●●●●●●●●	●	●	
$\vec{p}$ $\vec{n}$		●●●●●●●●	●	●	
$\vec{d}$	$iT_{11}$	●●	●	●	●
	$T_{29}$	●●	●	●	●
	$T_{22}$	●●	●	●	●
	$T_{21}$	●●	●	●	
$\vec{p} \rightarrow \vec{p}$	$K_y^{y'}$			●	
	$K_x^{x'}$			●	
	$K_x^{z'}$			●	
	$K_z^{x'}$			●	
	$K_z^{z'}$			●	
$\vec{d} \rightarrow \vec{p}$	$K_y^{y'}$	●	●		
	$K_{xx}^{y'}$		●		
	$K_{yy}^{y'}$	●	●		
	$K_{xz}^{y'}$		●		
$\vec{p} \rightarrow \vec{d}$	$K_y^{y'}$			●	
$\vec{p}\vec{d}$	$C_{ij}$	●	●		
	$C_{ij,k}$	●	●		

π threshold



# 70-400 MeV/A の重陽子-陽子弾性散乱

$pd$  and  $nd$  Elastic Scattering at 70-400 MeV/nucleon

Observable	100	200	300	400
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$				
$\vec{p}$ $A_y^p$ $\vec{n}$ $A_y^n$				
$\vec{d}$ $iT_{11}$ $T_{29}$ $T_{22}$ $T_{21}$				
$\vec{p} \rightarrow \vec{p}$ $K_y^{y'}$ $K_x^{x'}$ $K_x^{z'}$ $K_z^{x'}$ $K_z^{z'}$				
$\vec{d} \rightarrow \vec{p}$ $K_y^{y'}$ $K_{xx}^{y'}$ $K_{yy}^{y'}$ $K_{xz}^{y'}$				
$\vec{p} \rightarrow \vec{d}$ $K_y^{y'}$				
$\vec{p}\vec{d}$ $C_{ij}$ $C_{ij,k}$				

~2013

高精度実験が行われ始める

$d\sigma/d\Omega$  & スピン観測量

by RIKEN, RCNP, KVI, IUCF

$\pi$  threshold

# 70-400 MeV/A の重陽子一陽子弾性散乱

*pd* and *nd* Elastic Scattering at 70–400 MeV/nucleon

Observable	100	200	300	400
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	•	•••••	•	•
$\vec{p}$ $A_y^p$		•••••	•	•
$\vec{n}$ $A_y^n$			•	•
$\vec{d}$ $iT_{11}$	••	•	•	•
$T_{29}$	••	•	•	•
$T_{22}$	••	•	•	•
$T_{21}$	••	•	•	•
$\vec{p} \rightarrow \vec{p}$ $K_y^{y'}$			•	
$K_x^{x'}$			•	
$K_x^{z'}$			•	
$K_z^{x'}$			•	
$K_z^{z'}$			•	
$\vec{d} \rightarrow \vec{p}$ $K_y^{y'}$	•	•		
$K_{xx}^{y'}$		•		
$K_{yy}^{y'}$	•	•		
$K_{xz}^{y'}$		•		
$\vec{p} \rightarrow \vec{d}$ $K_y^{y'}$				•
$\vec{p}\vec{d}$ $C_{ij}$		•	•	
$C_{ij,k}$		•	•	

~2013

高精度実験が行われ始める

$d\sigma/d\Omega$  & スピン観測量

by RIKEN, RCNP, KVI, IUCF

$\pi$  threshold

# 70-400 MeV/A の重陽子-陽子弾性散乱

*pd* and *nd* Elastic Scattering at 70-400 MeV/nucleon

Observable	100	200	300	400
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$				
$\vec{p}$ $\vec{n}$ $A_y^p$ $A_y^n$				
$\vec{d}$ $iT_{11}$ $T_{29}$ $T_{22}$ $T_{21}$				
$\vec{p} \rightarrow \vec{p}$ $K_y^{y'}$ $K_x^{x'}$ $K_x^{z'}$ $K_z^{x'}$ $K_z^{z'}$				
$\vec{d} \rightarrow \vec{p}$ $K_y^{y'}$ $K_{xx}^{y'}$ $K_{yy}^{y'}$ $K_{xz}^{y'}$				
$\vec{p} \rightarrow \vec{d}$ $K_y^{y'}$				
$\vec{p}\vec{d}$ $C_{ij}$ $C_{ij,k}$				

~2013

高精度実験が行われ始める

$d\sigma/d\Omega$  & スピン観測量

by RIKEN, RCNP, KVI, IUCF

$\pi$  threshold

# 70-400 MeV/A の重陽子-陽子弾性散乱

pd and nd Elastic Scattering at 70-400 MeV/nucleon

Observable	100	200	300	400
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$				
$\vec{p} \rightarrow \vec{n} \begin{matrix} A_y^p \\ A_y^n \end{matrix}$				
$\vec{d} \rightarrow \vec{d} \begin{matrix} iT_{11} \\ T_{29} \\ T_{22} \\ T_{21} \end{matrix}$				
$\vec{p} \rightarrow \vec{p} \begin{matrix} K_y^{y'} \\ K_x^{x'} \\ K_x^{z'} \\ K_z^{x'} \\ K_z^{z'} \end{matrix}$				
$\vec{d} \rightarrow \vec{p} \begin{matrix} K_y^{y'} \\ K_{xx}^{y'} \\ K_{yy}^{y'} \\ K_{xz}^{y'} \end{matrix}$				
$\vec{p} \rightarrow \vec{d} K_y^{y'}$				
$\vec{p} \rightarrow \vec{d} \begin{matrix} C_{ij} \\ C_{ij,k} \end{matrix}$				

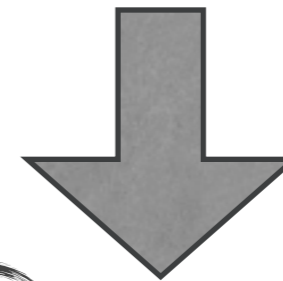
~2013

高精度実験が行われ始める

$d\sigma/d\Omega$  & スピン観測量

by RIKEN, RCNP, KVI, IUCF

三体力は  
理論の予想



三体力を  
実験と理論から定量的に議論

# 理論の進展

## ③ 体力を含む核力で原子核・核物質を記述する

📌 新しい frame work の核力

📌 核力による原子核の構造の理解

📌 核物質の状態方程式