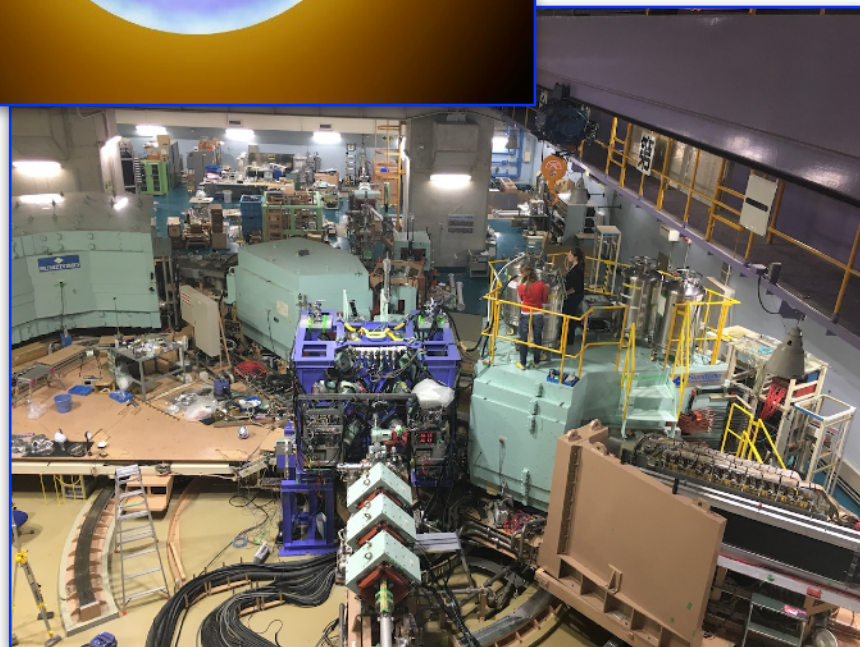
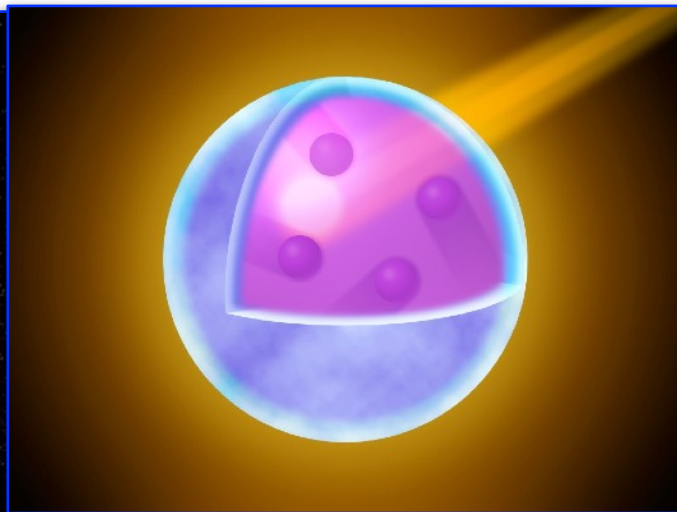
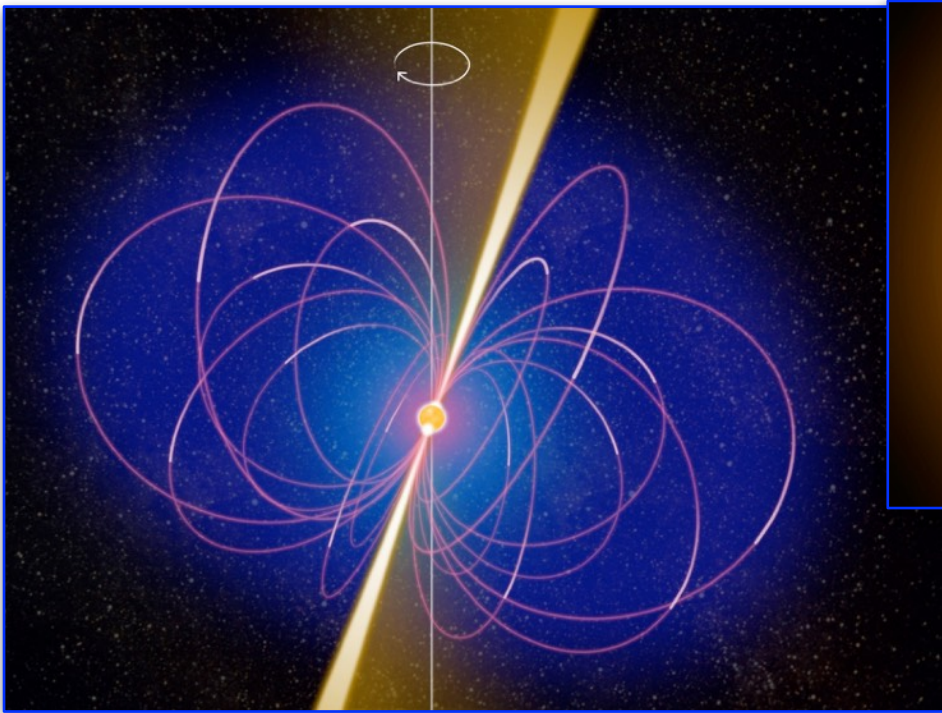


原子核の巨大共鳴と電磁応答



民井 淳

大阪大学核物理研究センター

講義予定

- I. イントロダクション
- II. 原子核の巨大共鳴
- III. 軽核散乱の実験手法
- IV. 和則
- V. 原子核物質の状態方程式
- VI. 原子核の電気応答と光核反応
- VII. 原子核の磁気応答
- VIII. 共鳴の減衰、微細構造
- IX. まとめ

およそこの予定で進みますが、進行状況により追加・省略・入れ替えがあるかもしれません。

講義中自由に質問してください

ノート

氏名、学部・学科、学年、学籍番号を記載

ページ番号
キーワード

疑問点、よく分からなかった点、不思議に
思ったことなど

感想など

左側に授業の中でキーワードとページ番号をメモ。
よく分からなかったこと、疑問に思ったことなど
疑問点を質問する、右側に疑問点を書く。

自身でノートを作っている場合はノー
トを優先し、提出時に疑問的などを
記載してください。

Menti

menti.com: 1298 4808

内容に関する質問（1日目と同じ）

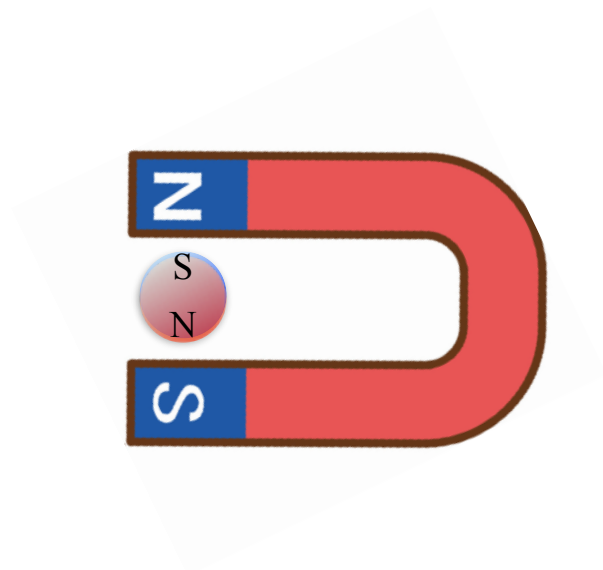


講義中自由に質問してください

前回の講義の質問回答 (別スライドにて)

VII 原子核の磁気応答

原子核の磁氣的性質と 核内 np スピン相関



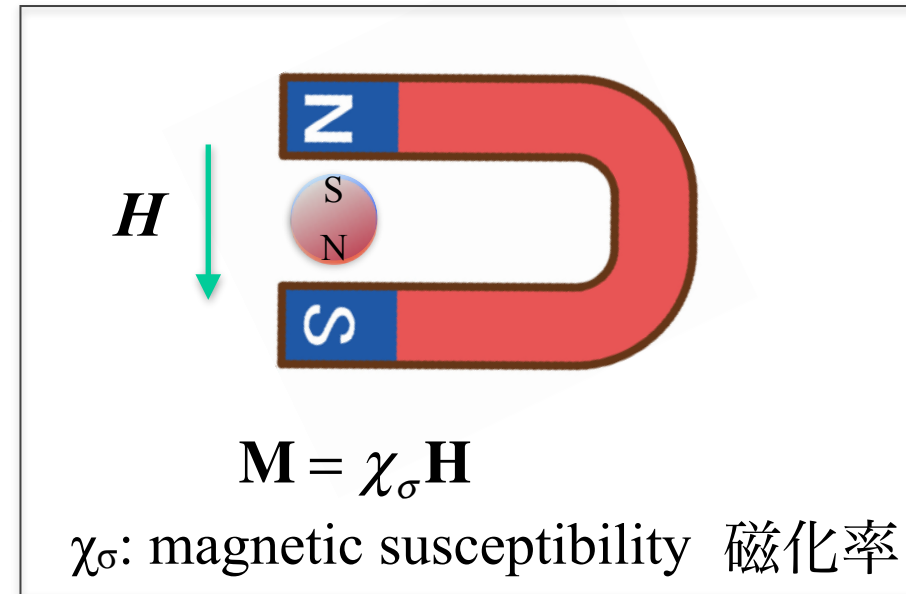
原子核の磁氣的応答: スピン磁化率

Magnetic dipole ($M1$)オペレーター

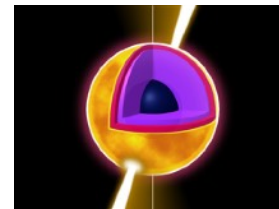
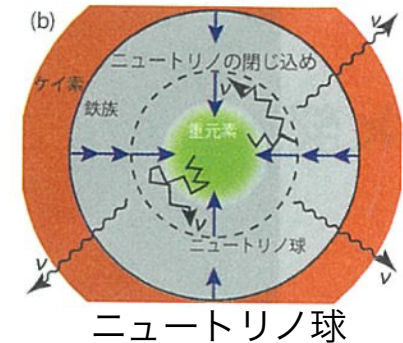
$$O(M1) = g_\ell^{\text{IS}} \ell + \underline{g_s^{\text{IS}} \sigma} + g_\ell^{\text{IV}} \ell \cdot \tau + \underline{g_s^{\text{IV}} \sigma \cdot \tau}$$

スピン磁化率

$$\chi_\sigma^{\text{spin}} = \frac{8}{3N} \sum_f \frac{1}{\omega} \left| \langle f | \sum_i \sigma_i | 0 \rangle \right|^2$$



- 核物質の磁化率のスピン成分
- 強磁場中の核物質の応答(マグネターなど)
- 超新星爆発コア中でのニュートリノ閉じ込め・透過度
- 中性子星の強磁性体状態発現の可能性

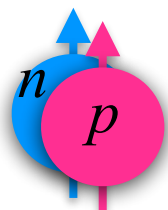


マグネター 10^{14-16} Gauss

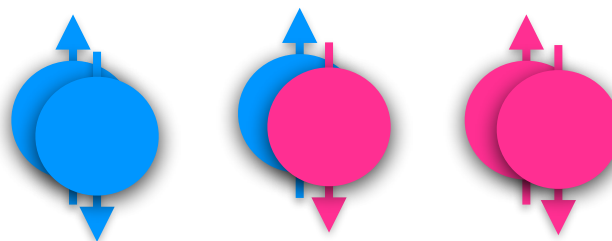
Collective Vibrational Excitations

			Magnetic $\Delta S = 1$		Operators	
		Isoscalar Electric	Isovector Electric	Isoscalar Magnetic	Isovector Magnetic	
	$(\Delta T, \Delta S)$	$(0, 0)$	$(1, 0)$	$(0, 1)$	$(1, 1)$	$\vec{\sigma}$
Monopole	$\Delta L = 0$					$\vec{\sigma}$
Dipole	$\Delta L = 1$	—				$\vec{\sigma}$
Quadrupole	$\Delta L = 2$					$\vec{\sigma}$
	...					$\vec{\tau}$
Multipole						

アイソスカラー(IS)、アイソベクター(IV) ペアリング

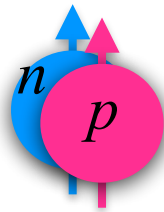
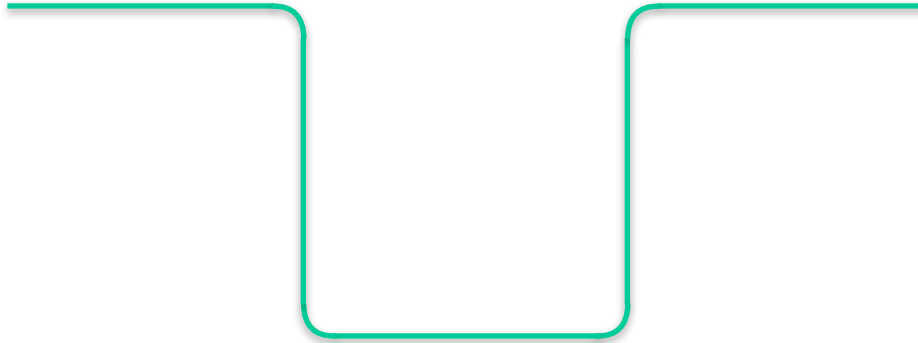


IS ($T=0, S=1$)
Isoscalar np -paring



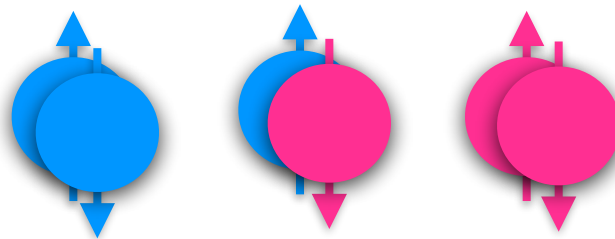
IV ($T=1, S=0$)

基底状態の np ペアリング



IS ($T=0, S=1$)

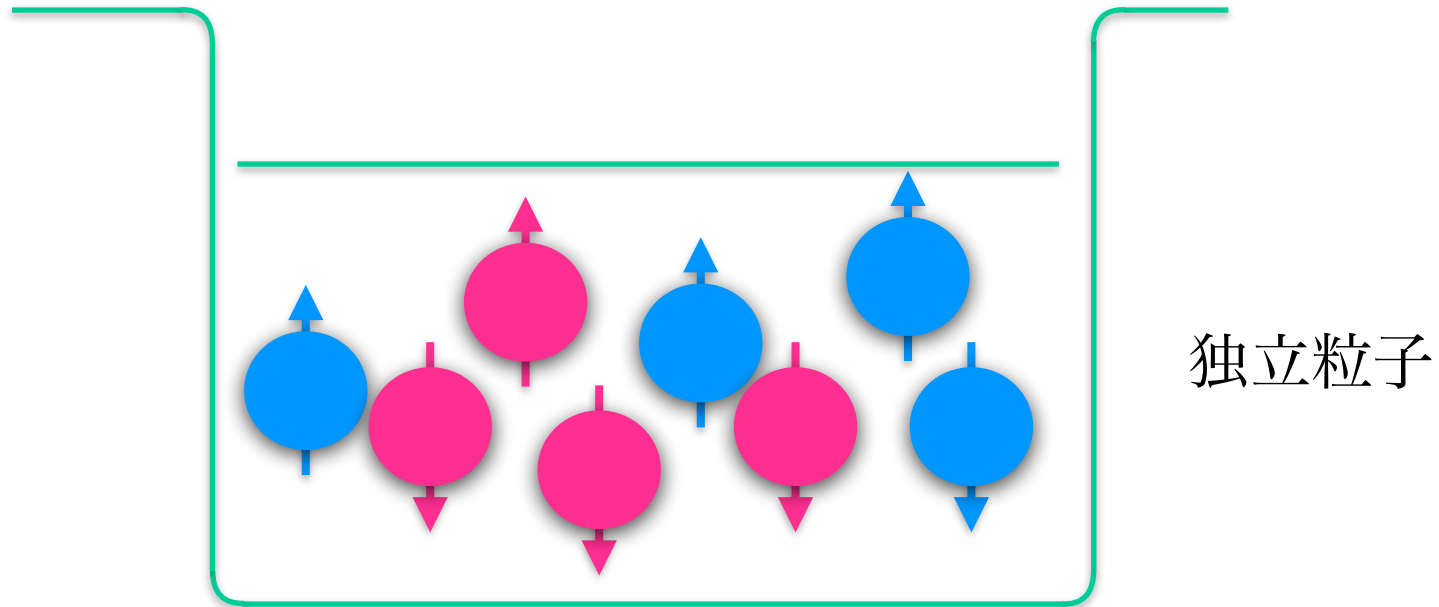
IS np -paring



IV ($T=1, S=0$)

IV np -paring

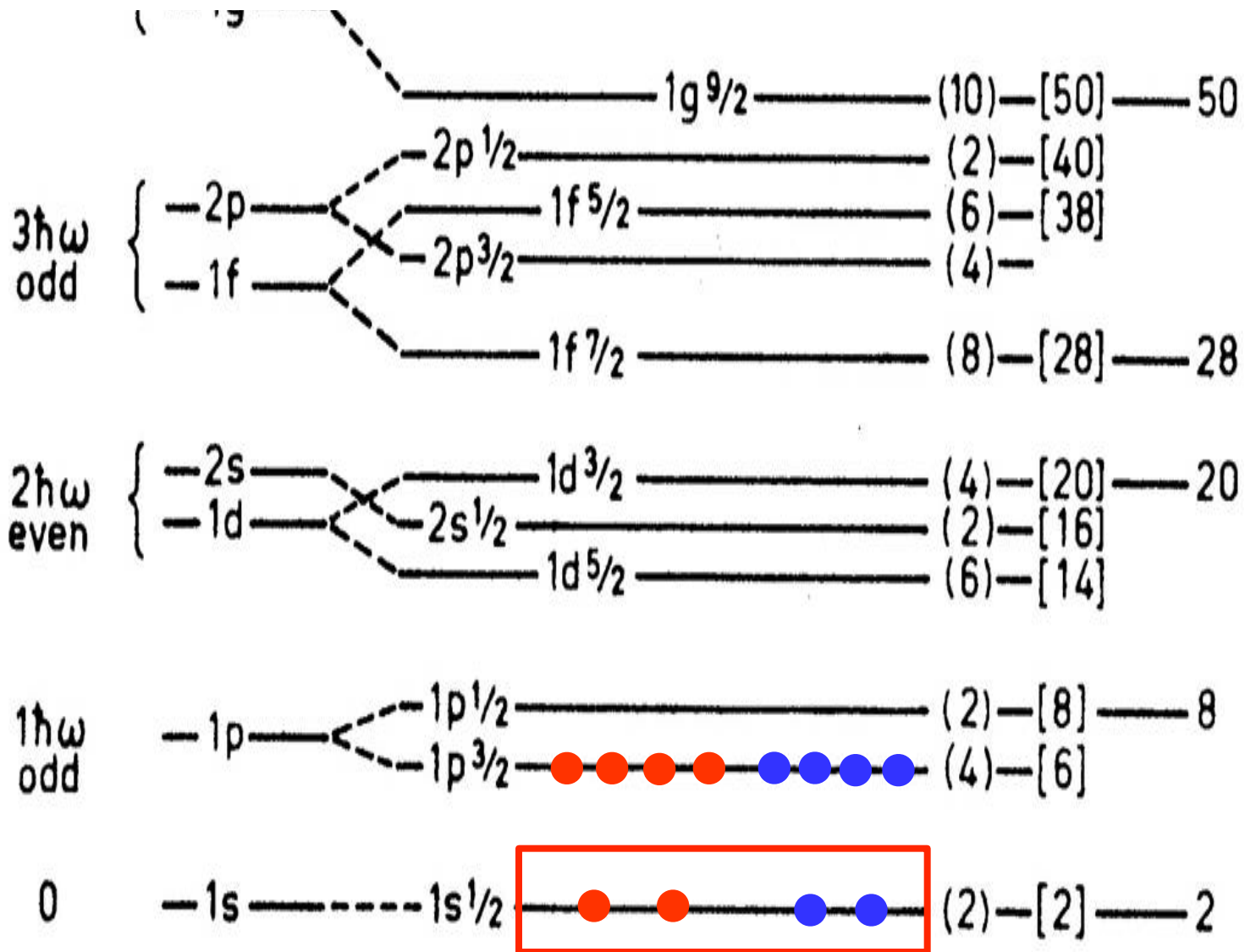
基底状態の np ペアリング



unperturbed 基底状態

1-particle 1-hole state

1+ state

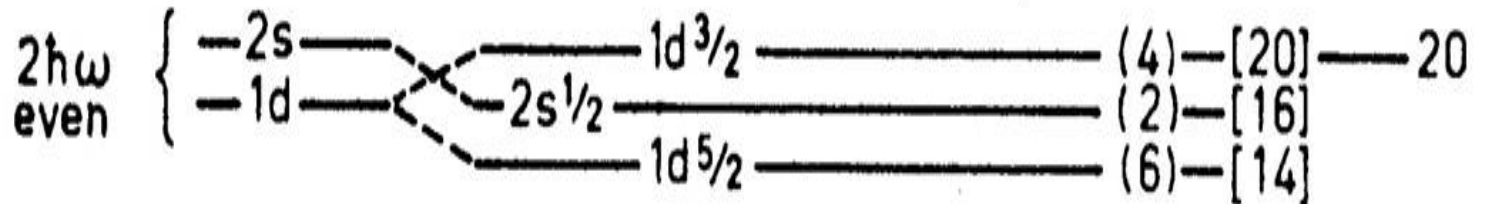
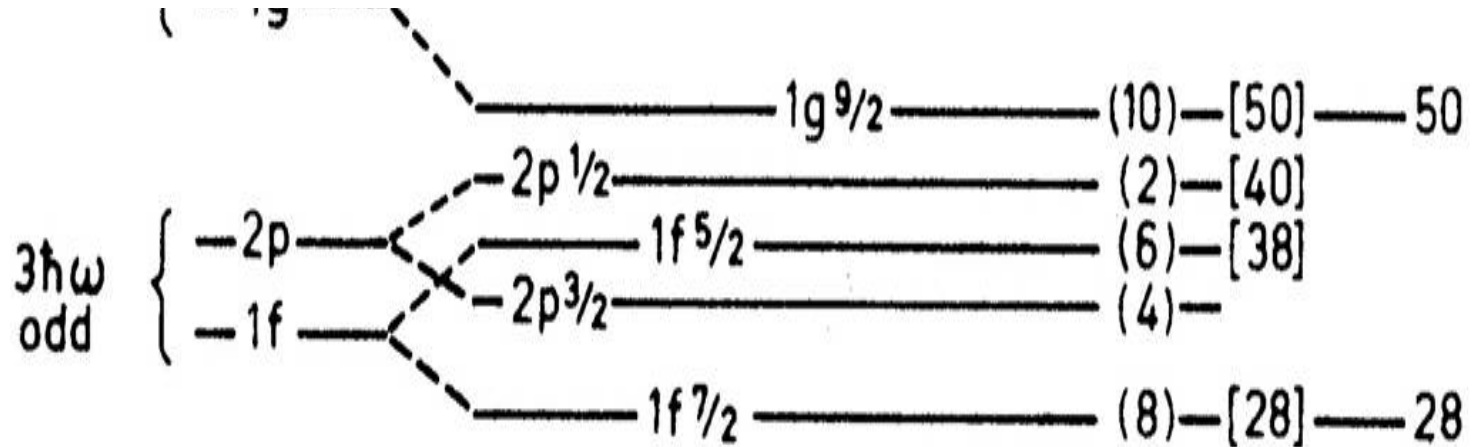


unperturbed 基底狀態

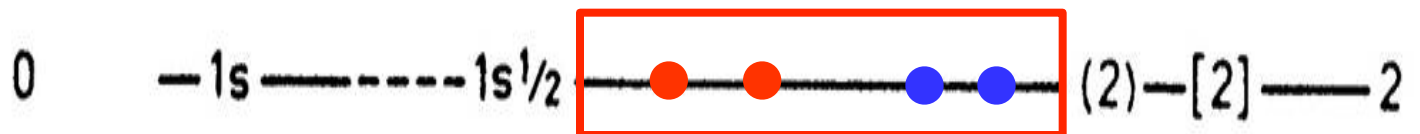
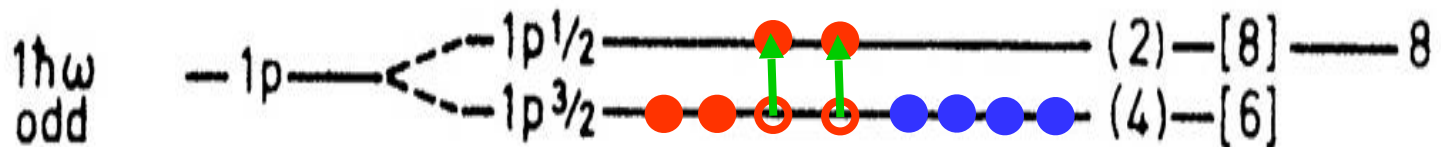
p

n

2-particle 2-hole admixture



残留相互作用

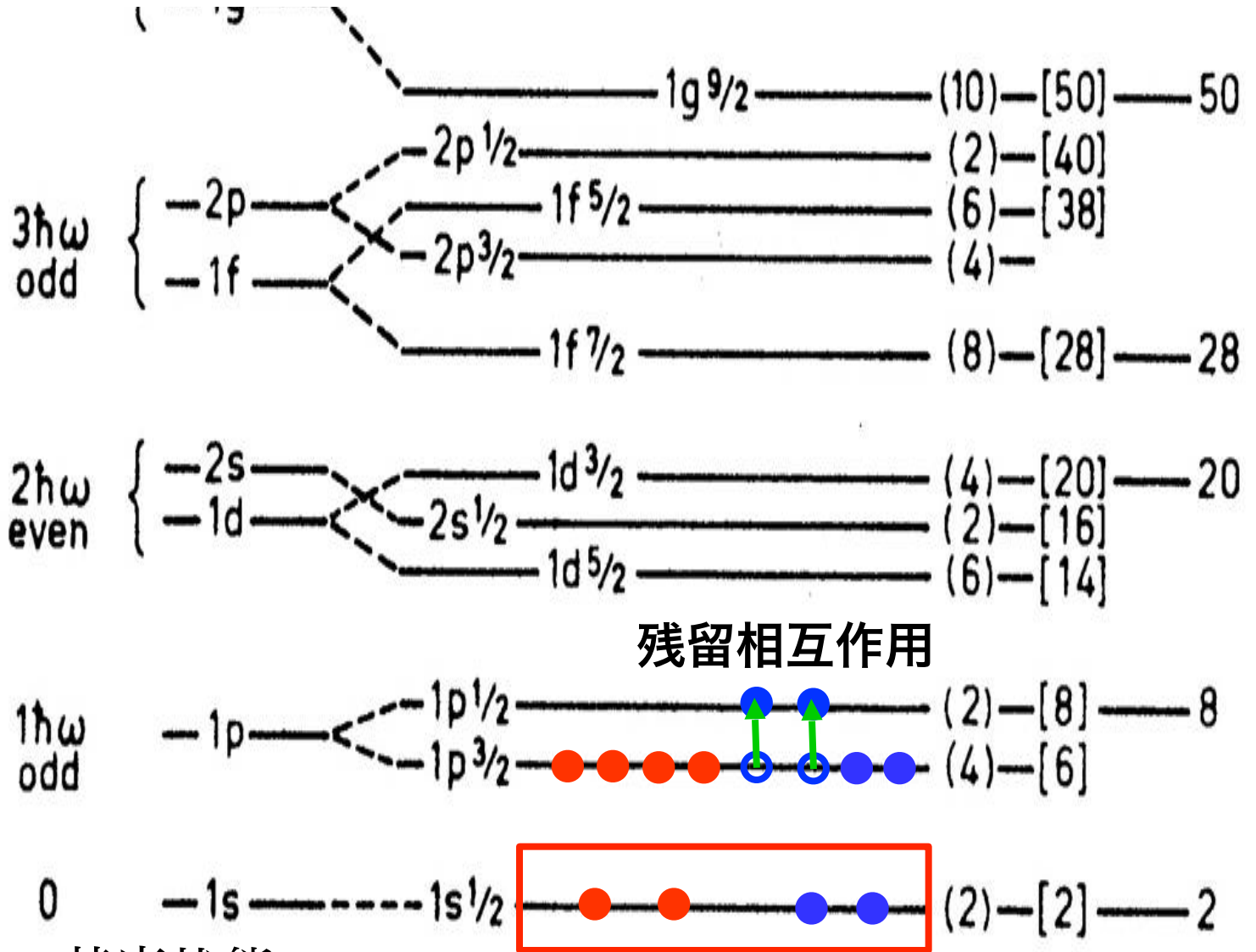


p

n

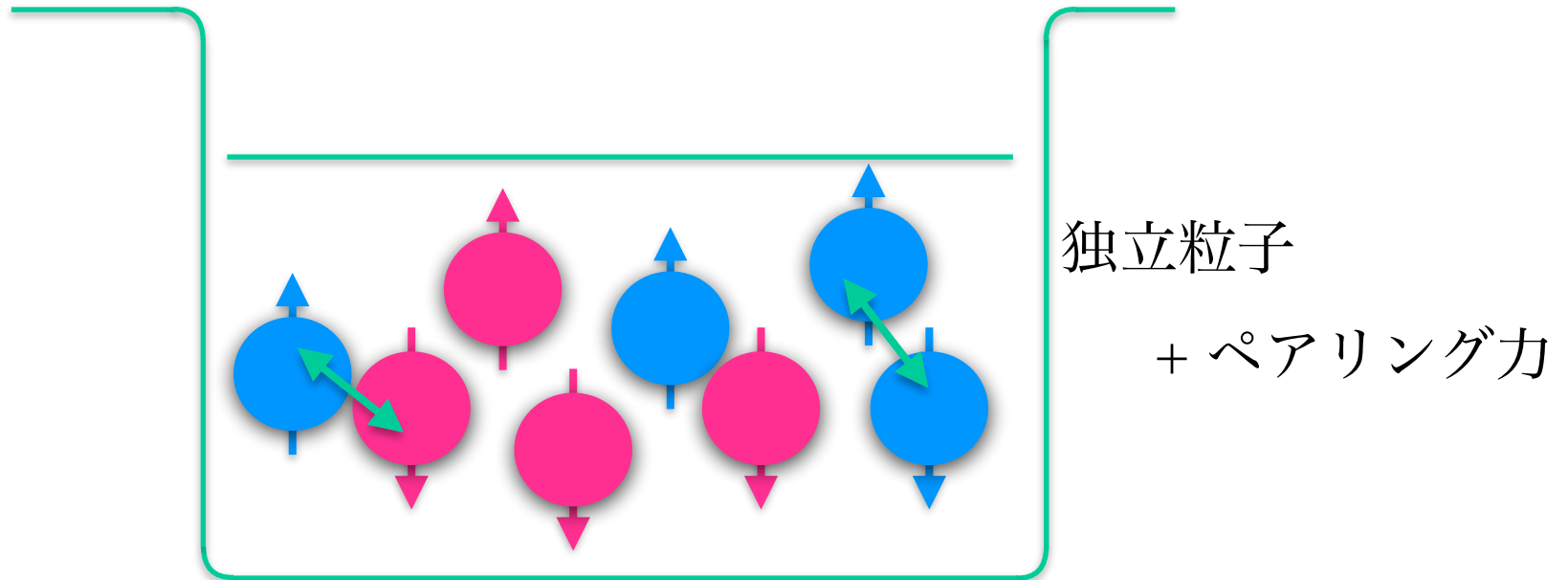
2-particle 2-hole admixture

1+ state

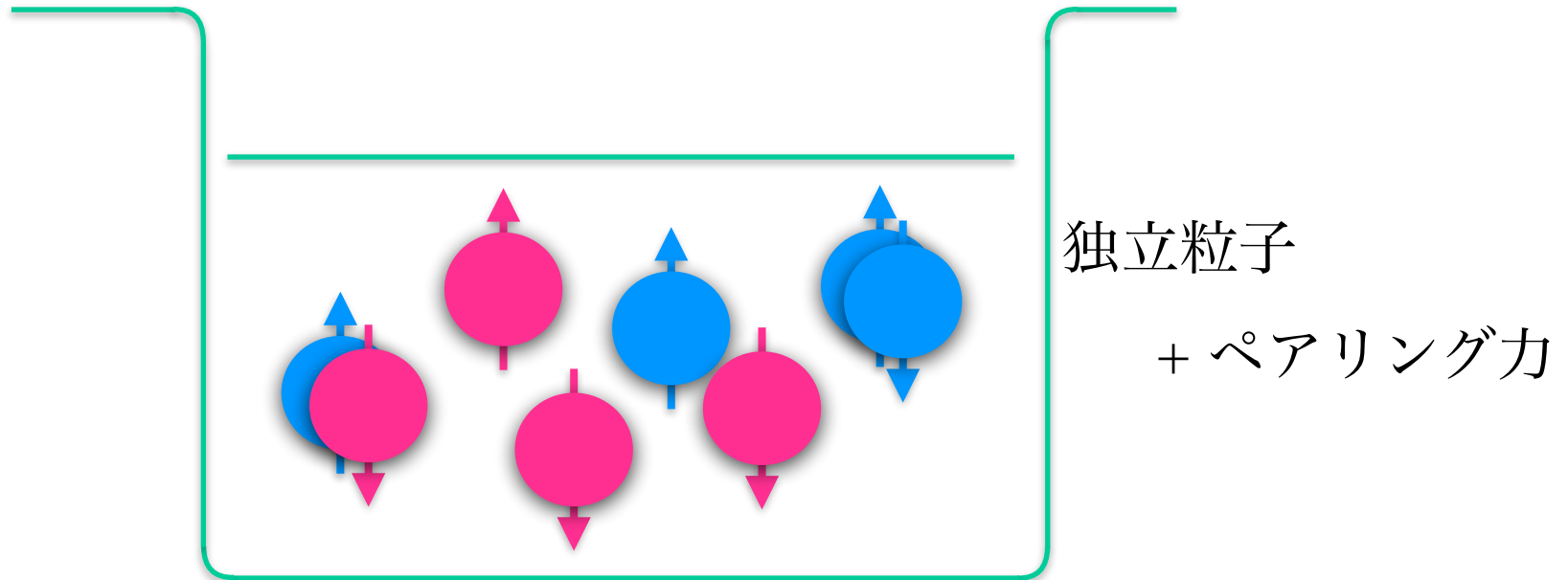


unperturbed 基底状態
に混合する

基底状態の np ペアリング

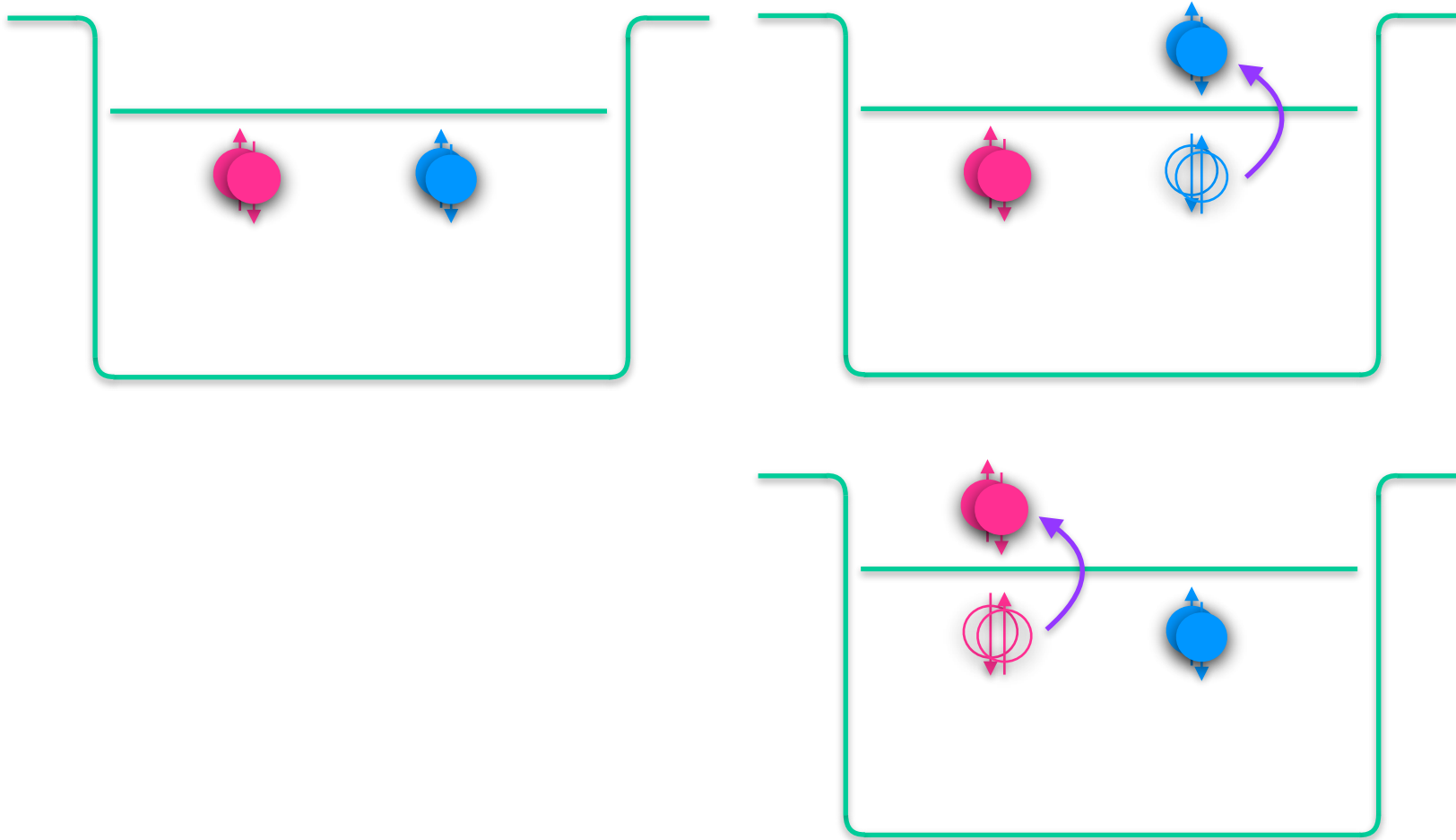


基底状態の np ペアリング



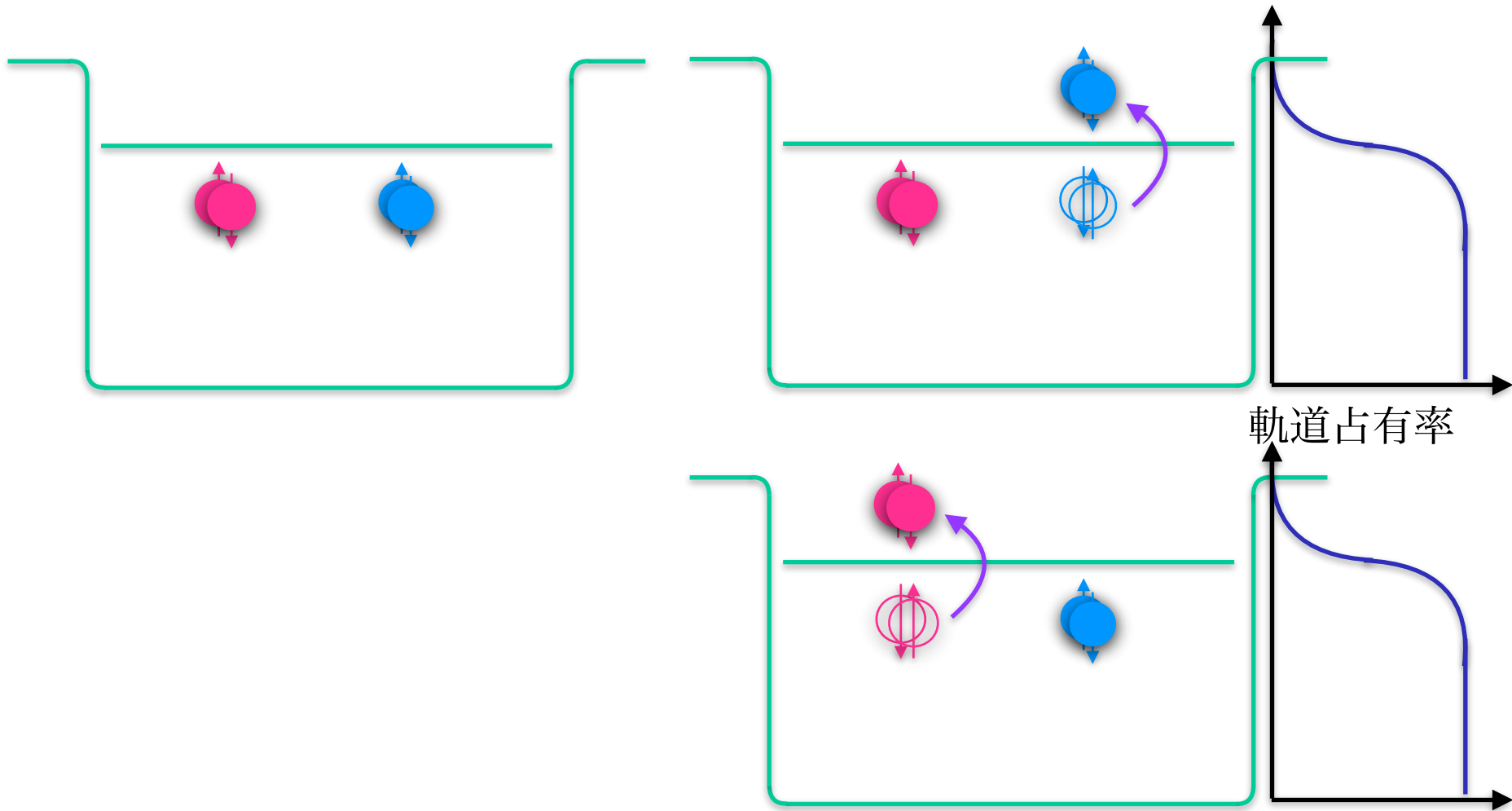
※上図では相関を空間的に近づける
ことでイメージ的に表現している。

基底状態の np ペアリング



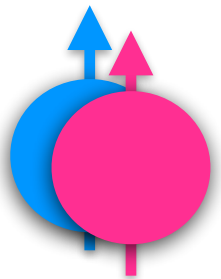
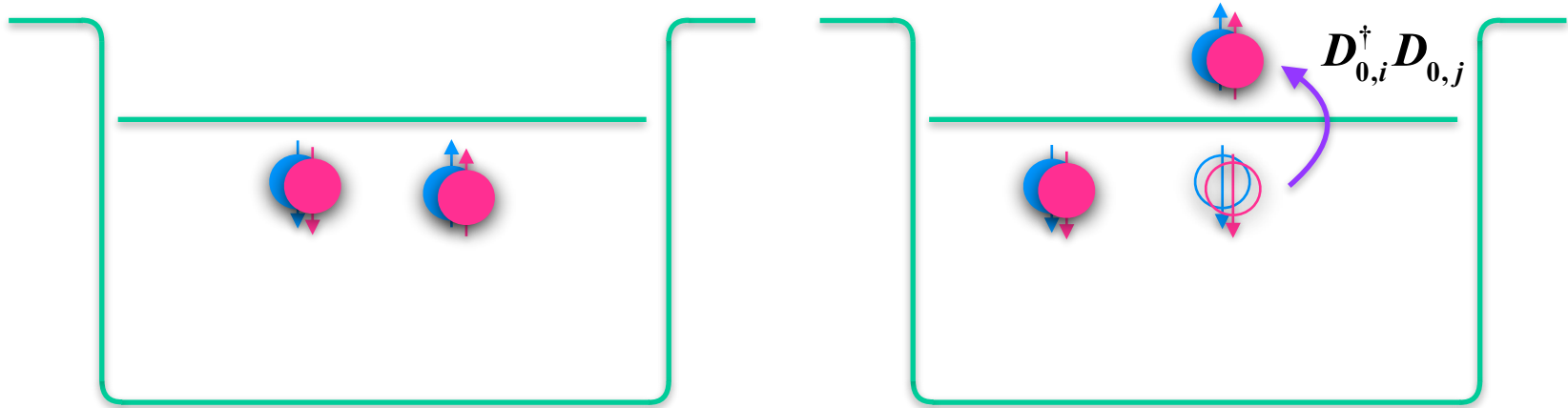
IV ペアリング相関
= BCS タイプ

基底状態の np ペアリング



IV ペアリング相関
= BCS タイプ

基底状態の np ペアリング



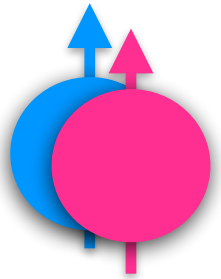
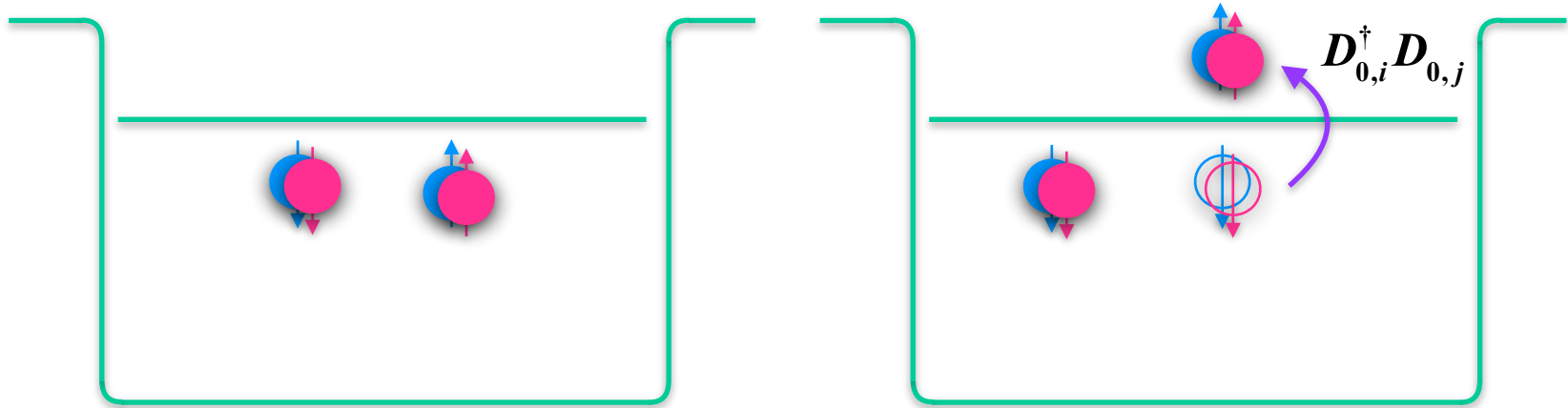
中性子スピンと陽子
スピンの整列

$$\langle \vec{s}_n \cdot \vec{s}_p \rangle > 0$$

ISペアリング相関

(核子核子間のテンソル力などに起因)

基底状態の np ペアリング



中性子スピンと陽子
スピンが整列

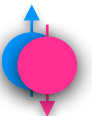
$$\langle \vec{s}_n \cdot \vec{s}_p \rangle > 0$$

$$\langle \vec{s}_n \cdot \vec{s}_p \rangle =$$

ISペアリング相関

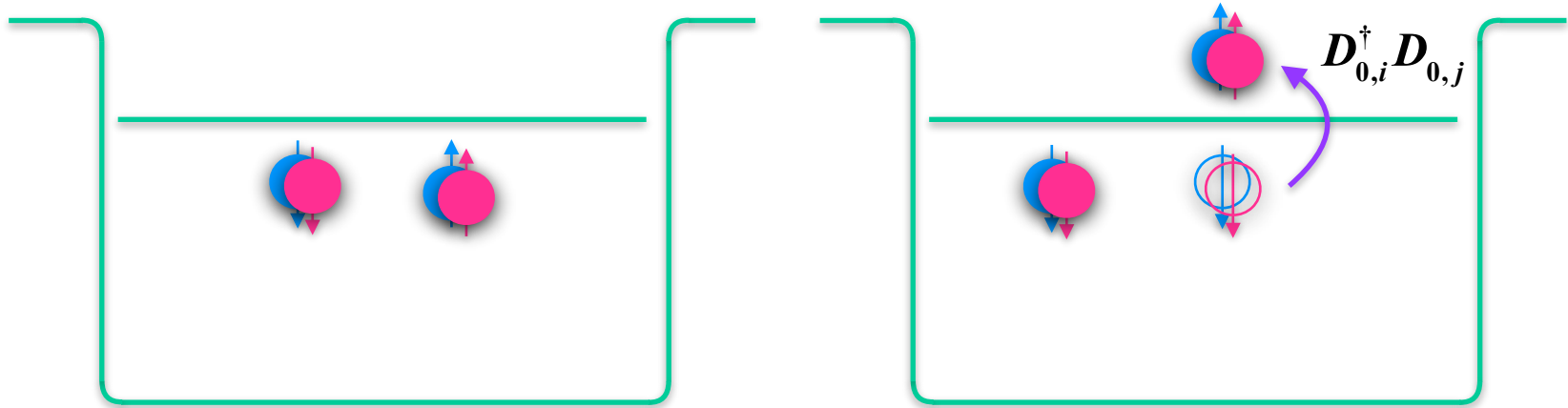
真空中の2核子系の場合

$$\left\{ \begin{array}{ll} +\frac{1}{4} & \text{for IS } np \text{ ペア (重陽子)} \\ -\frac{3}{4} & \text{for IV } np \text{ ペア} \end{array} \right.$$

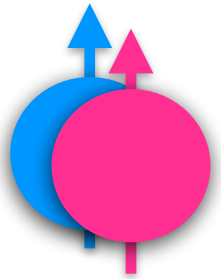


$$\vec{S}^2 = (\vec{s}_n + \vec{s}_p)^2 = \vec{s}_n^2 + \vec{s}_p^2 + 2\vec{s}_n \cdot \vec{s}_p$$

基底状態の np ペアリング



ISペアリング相関



中性子スピンと陽子
スピンが整列

$$\langle \vec{s}_n \cdot \vec{s}_p \rangle > 0$$

$$\langle \vec{s}_n \cdot \vec{s}_p \rangle =$$

真空中の2核子系の場合

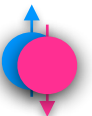
$$\begin{cases} +\frac{1}{4} \\ -\frac{3}{4} \end{cases}$$

for IS np ペア (重陽子)

統計的重み3

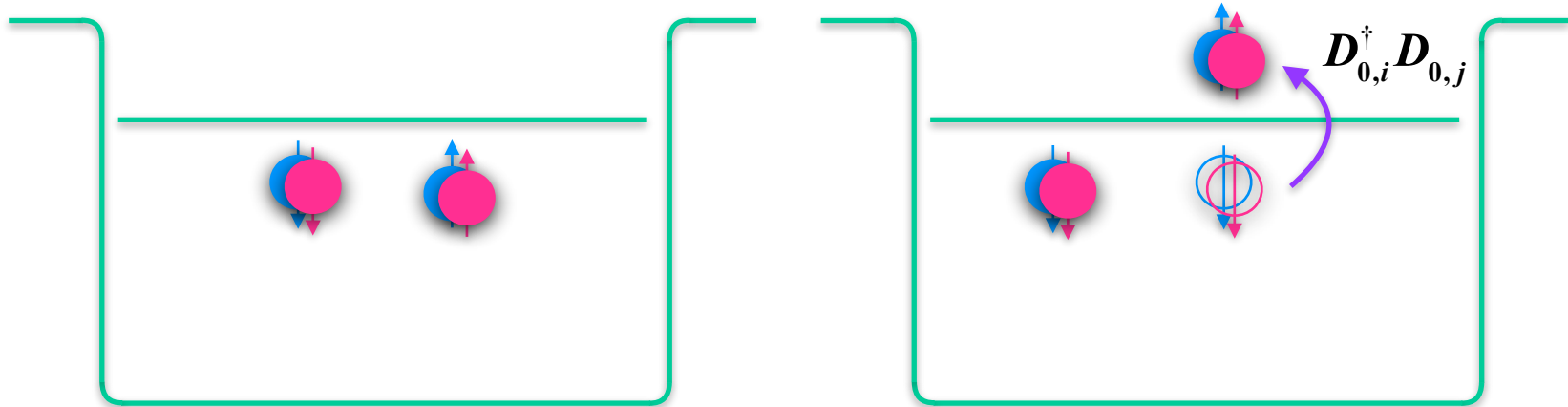
for IV np ペア

統計的重み1

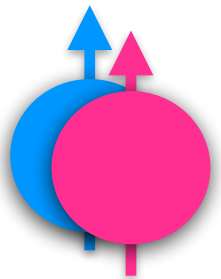


$$\vec{S}^2 = (\vec{s}_n + \vec{s}_p)^2 = \vec{s}_n^2 + \vec{s}_p^2 + 2\vec{s}_n \cdot \vec{s}_p$$

基底状態の np ペアリング



ISペアリング相関



中性子スピンと陽子
スピンの整列

$$\langle \vec{s}_n \cdot \vec{s}_p \rangle > 0$$



中性子スピンと陽子スピンとの相
関を誘起する

np スピン相関関数

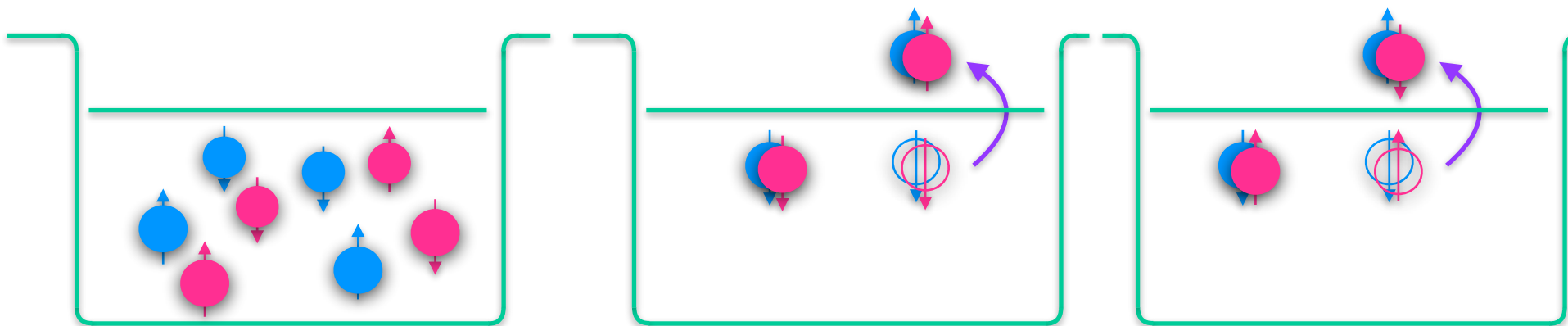
$$\vec{S}_n \equiv \sum_i^N \vec{S}_{n,i} \quad \vec{S}_p \equiv \sum_i^Z \vec{S}_{p,i}$$

:基底状態の期待値をとる

$\langle \vec{S}_n \cdot \vec{S}_p \rangle$:基底状態の np スピン相関関数

$$\vec{S}_n \equiv \sum_i^N \vec{s}_{n,i} \quad \vec{S}_p \equiv \sum_i^Z \vec{s}_{p,i}$$

$\langle \vec{S}_n \cdot \vec{S}_p \rangle$: 基底状態の np スピン相関関数



unperturbed 基底状態

IS np ペアリング

IV np ペアリング

$$\langle \vec{S}_n \cdot \vec{S}_p \rangle = 0$$

$$\langle \vec{S}_n \cdot \vec{S}_p \rangle > 0$$

$$\langle \vec{S}_n \cdot \vec{S}_p \rangle < 0$$

(pp/nn ペアリングも存在するが np スピン相関関数には影響しない)

np スピン相関関数を調べる方法

→ IS/IV スピンM1励起のnon-energy weighted 和則

$$\vec{S}_n + \vec{S}_p = \sum_i^A \frac{1}{2} \vec{\sigma}_i$$

$$\vec{S}_n - \vec{S}_p = \sum_i^A \frac{1}{2} \vec{\sigma}_i \tau_z$$

$$\langle (\vec{S}_n - \vec{S}_p)^2 \rangle = \frac{1}{4} \langle (\vec{\sigma} \tau_z)^2 \rangle$$

$$= \frac{1}{4} \sum_f \langle 0 | \vec{\sigma} \tau_z | f \rangle \langle f | \vec{\sigma} \tau_z | 0 \rangle$$

$$= \frac{1}{4} \sum_f |\langle f | \vec{\sigma} \tau_z | 0 \rangle|^2$$

$$= \frac{1}{4} \sum |\vec{M}(\vec{\sigma} \tau_z)|^2$$

IV スピンM1 遷移行列要素の 2 乗 (SNME)

$$\langle (\vec{S}_n + \vec{S}_p)^2 \rangle = \frac{1}{4} \sum |M(\vec{\sigma})|^2$$

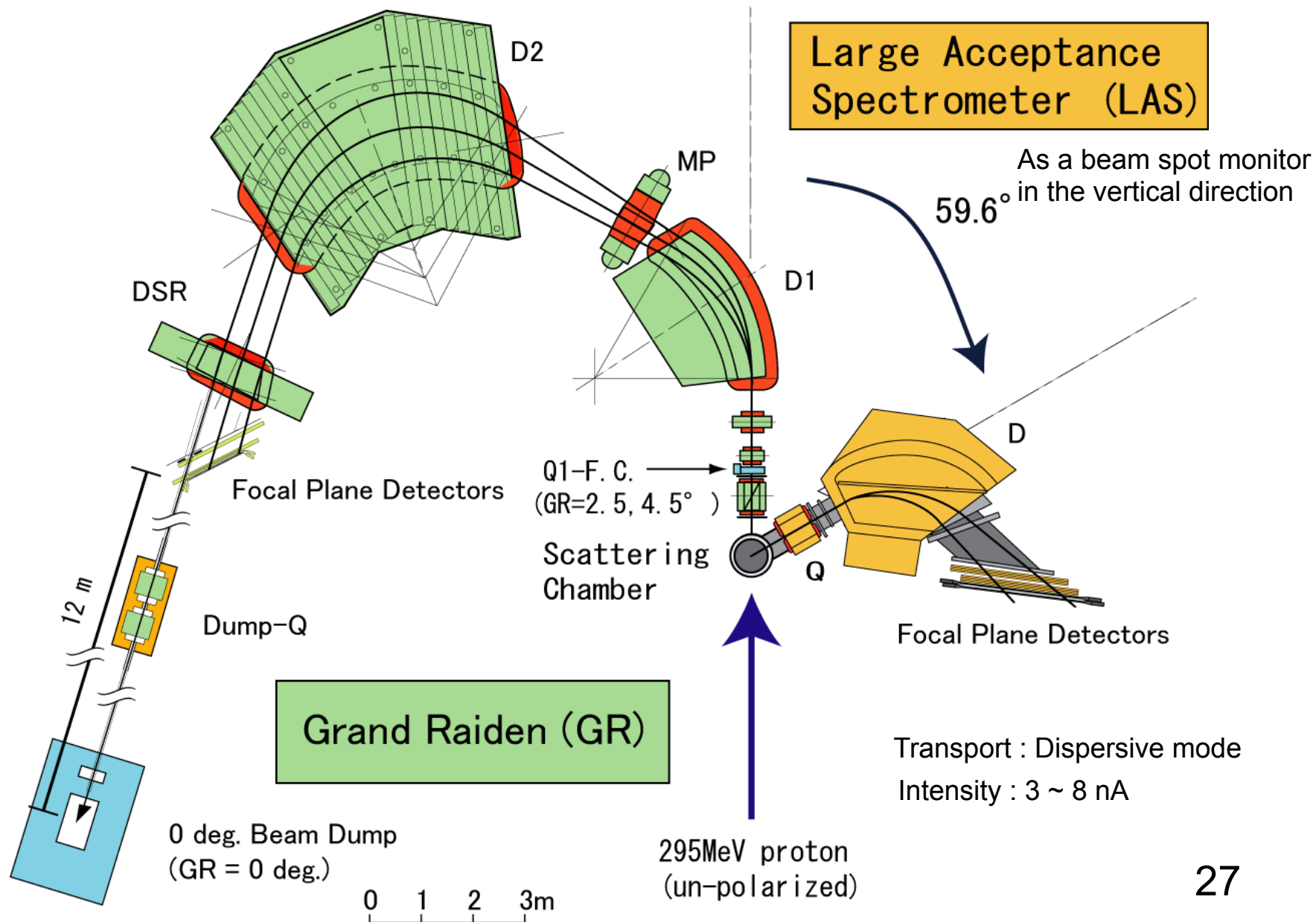
IS スピンM1 SNME

$$\begin{aligned} \langle \vec{S}_n \cdot \vec{S}_p \rangle &= \frac{1}{4} \langle (\vec{S}_n + \vec{S}_p)^2 - (\vec{S}_n - \vec{S}_p)^2 \rangle \\ &= \frac{1}{16} \left(\sum |M(\vec{\sigma})|^2 - \sum |M(\vec{\sigma} \tau_z)|^2 \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \langle \vec{S}_n^2 + \vec{S}_p^2 \rangle &= \frac{1}{4} \langle (\vec{S}_n + \vec{S}_p)^2 + (\vec{S}_n - \vec{S}_p)^2 \rangle \\ &= \frac{1}{16} \left(\sum |M(\vec{\sigma})|^2 + \sum |M(\vec{\sigma} \tau_z)|^2 \right) \end{aligned}$$

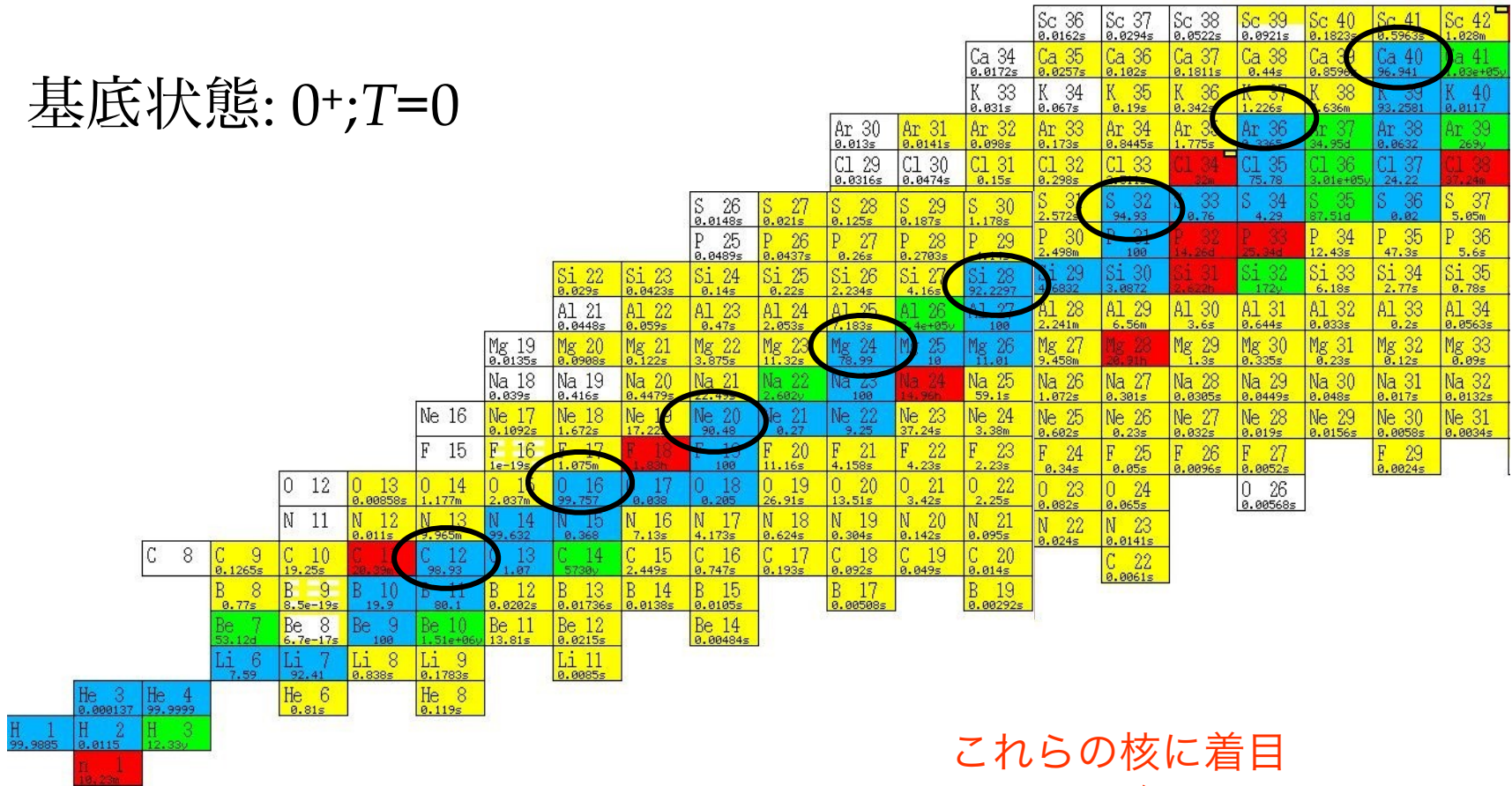
完全系

0-deg (p,p') 実験 at RCNP



標的: $N=Z$ 偶偶核

基底状態: $0^+; T=0$

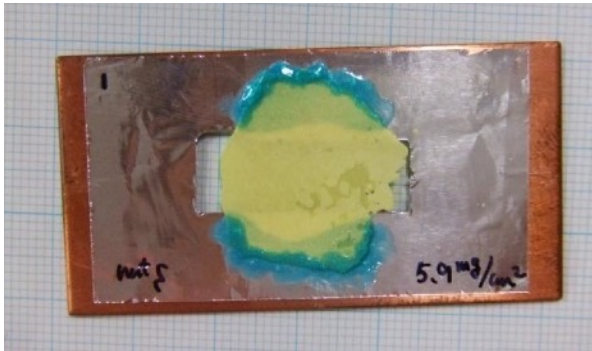


$(^4\text{He}), ^{12}\text{C}, ^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne}, ^{24}\text{Mg}, ^{28}\text{Si}, ^{32}\text{S}, ^{36}\text{Ar}, ^{40}\text{Ca}$

標的

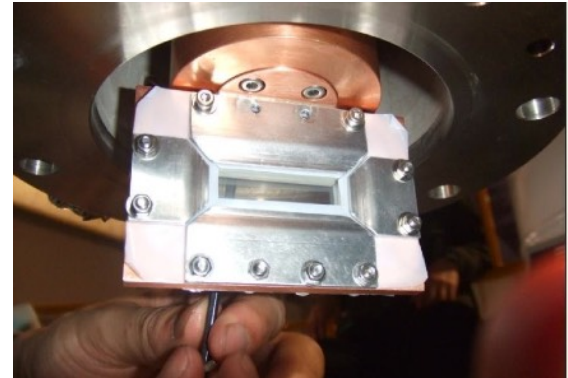
^{12}C , ^{24}Mg , ^{28}Si : 自立標的

冷却 ^{32}S 自立標的



H. Matsubara *et al.*, NIMB 267, 3682 (2009)

ガスセル標的 (^{36}Ar)

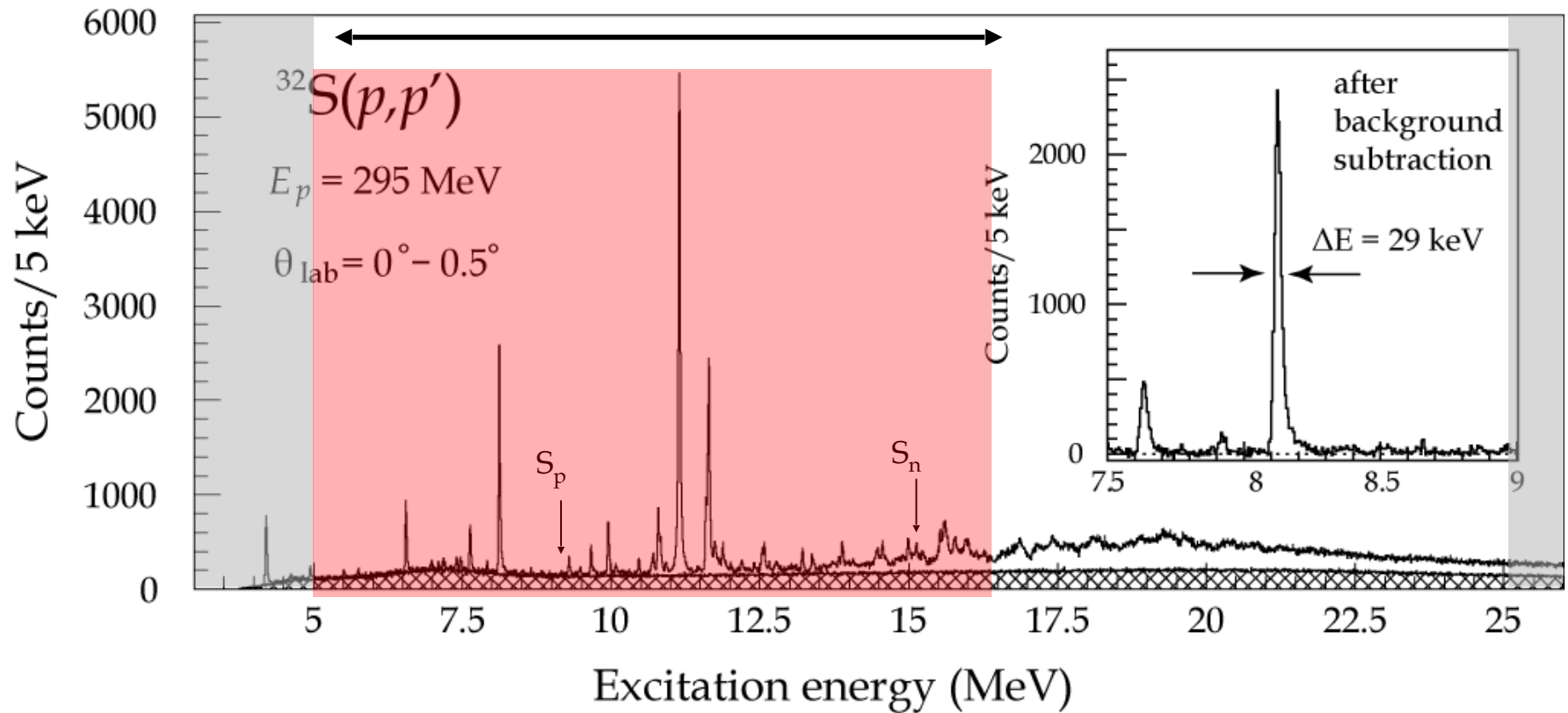


H. Matsubara *et al.*, NIMA 678, 122 (2012)

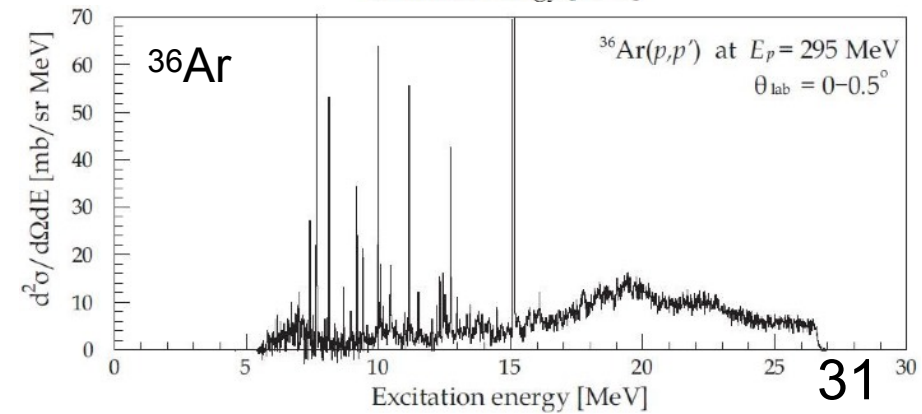
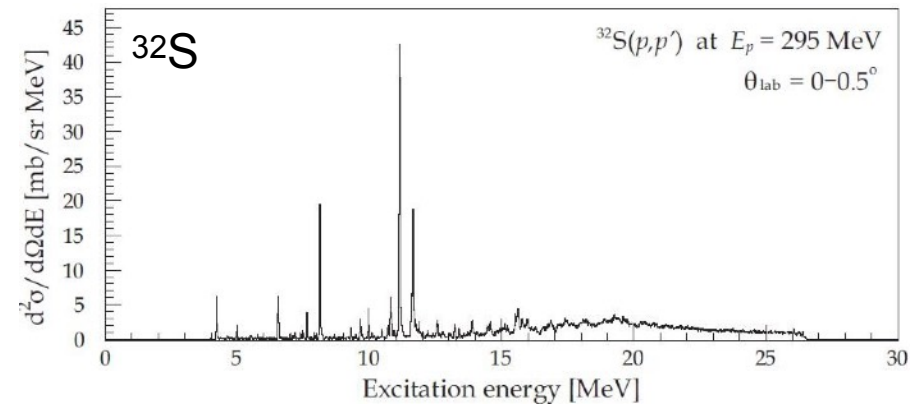
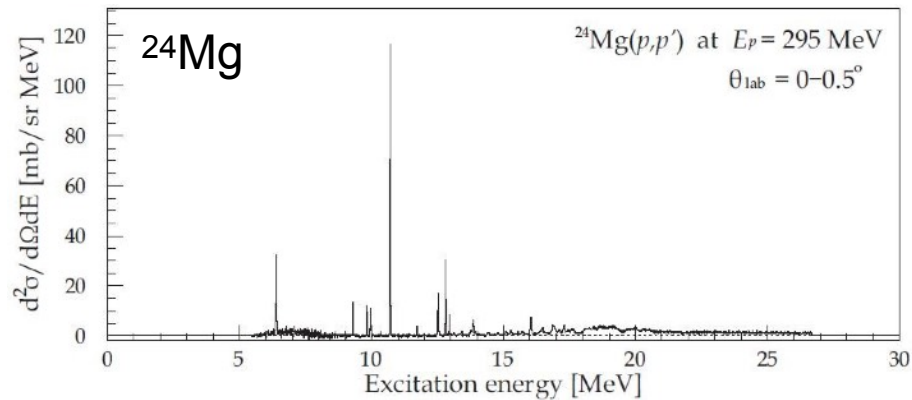
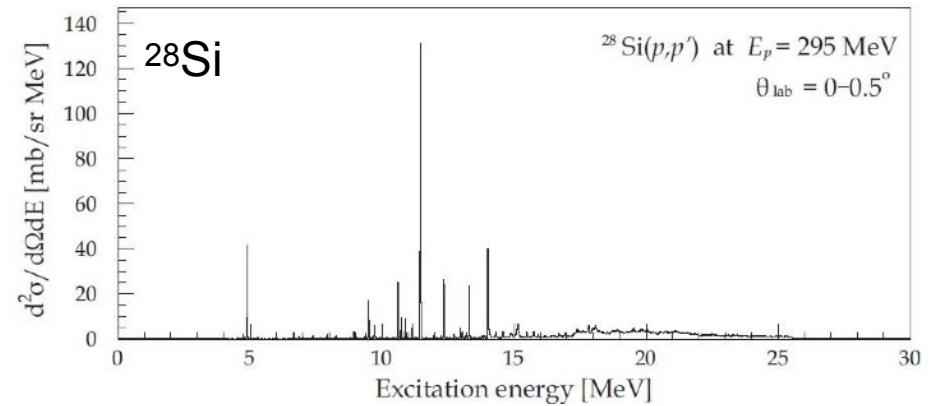
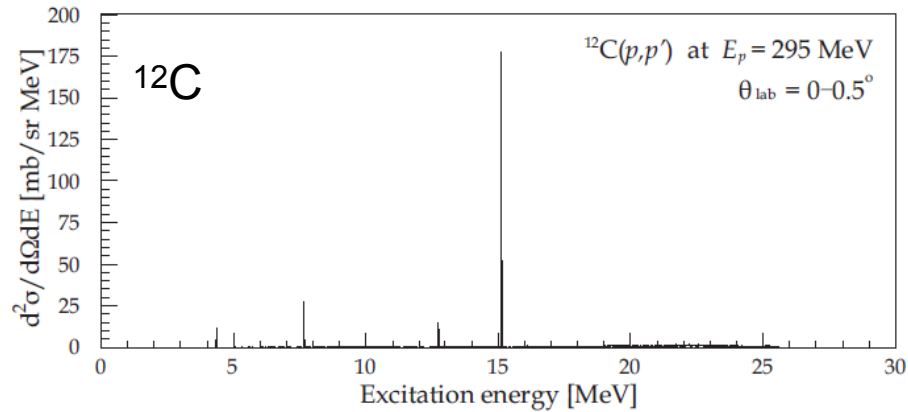
アラミド膜 $6\ \mu\text{m}^t$

高分解能スペクトル

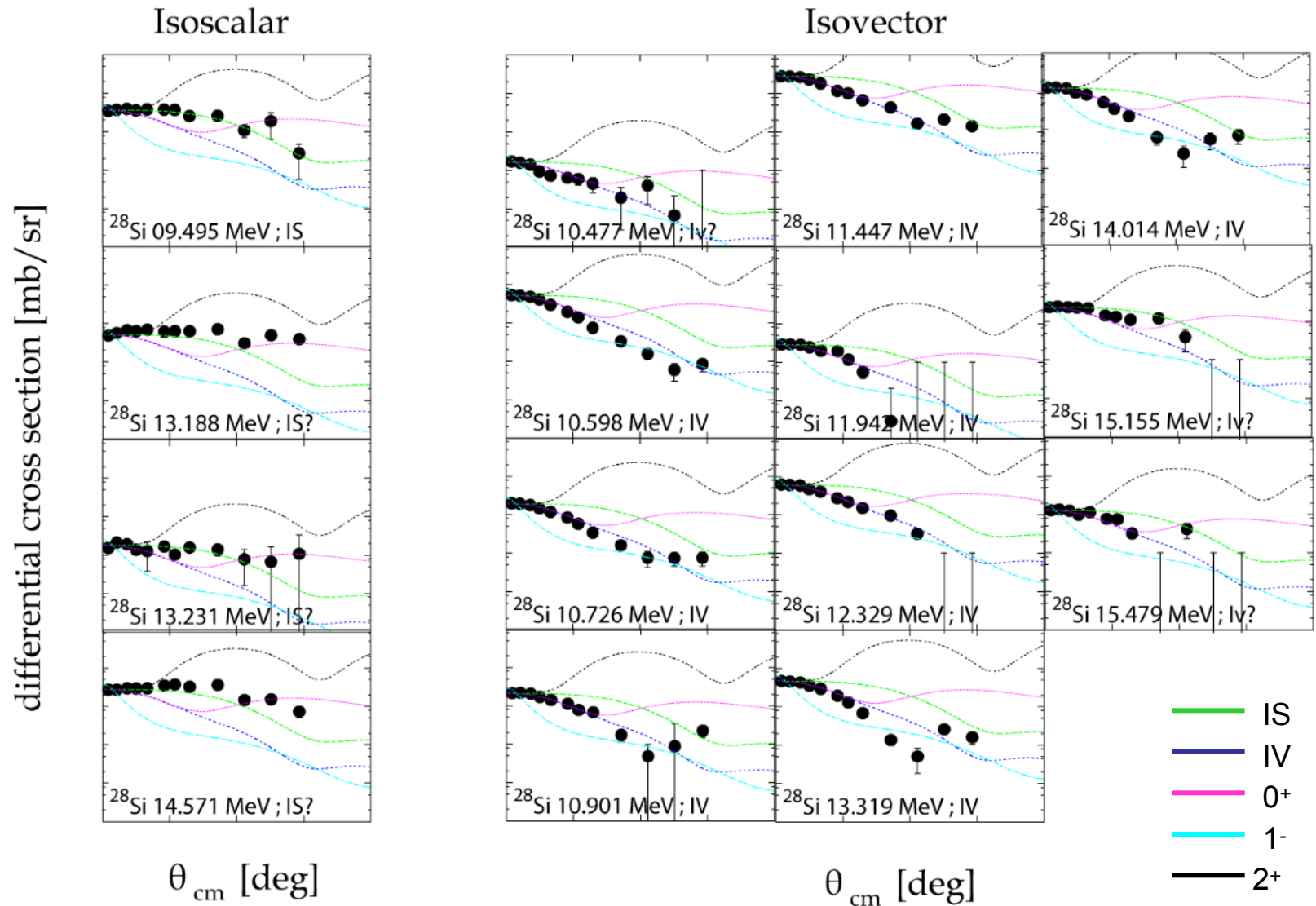
解析励起エネルギー領域 (5-16 MeV)



0度でのエネルギーースペクトル



各分布によるスピンパリティ・IS/IVの同定



ユニット断面積法によるSNMEへの換算

- Conversion factor from cross-section to Squared Nuclear Matrix Elements (SNME)
- Calibration from β and γ -decay measurements
(on the assumption of the isospin symmetry).

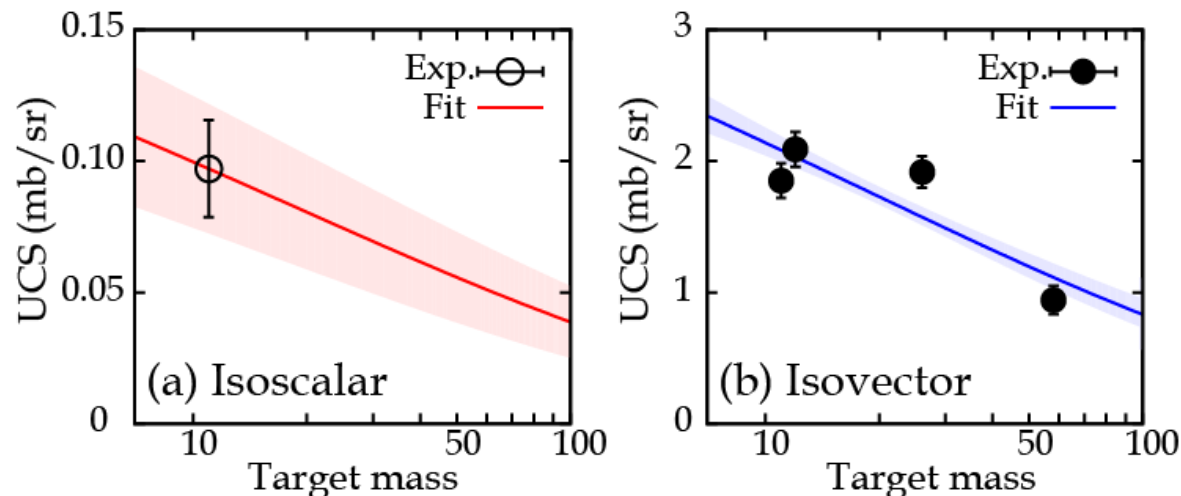
$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(0^\circ) = \hat{\sigma}_T F(q, E_x) |M_f(O)|^2 \quad (T = \text{IS or IV})$$

UCS
運動学的因子
SNME

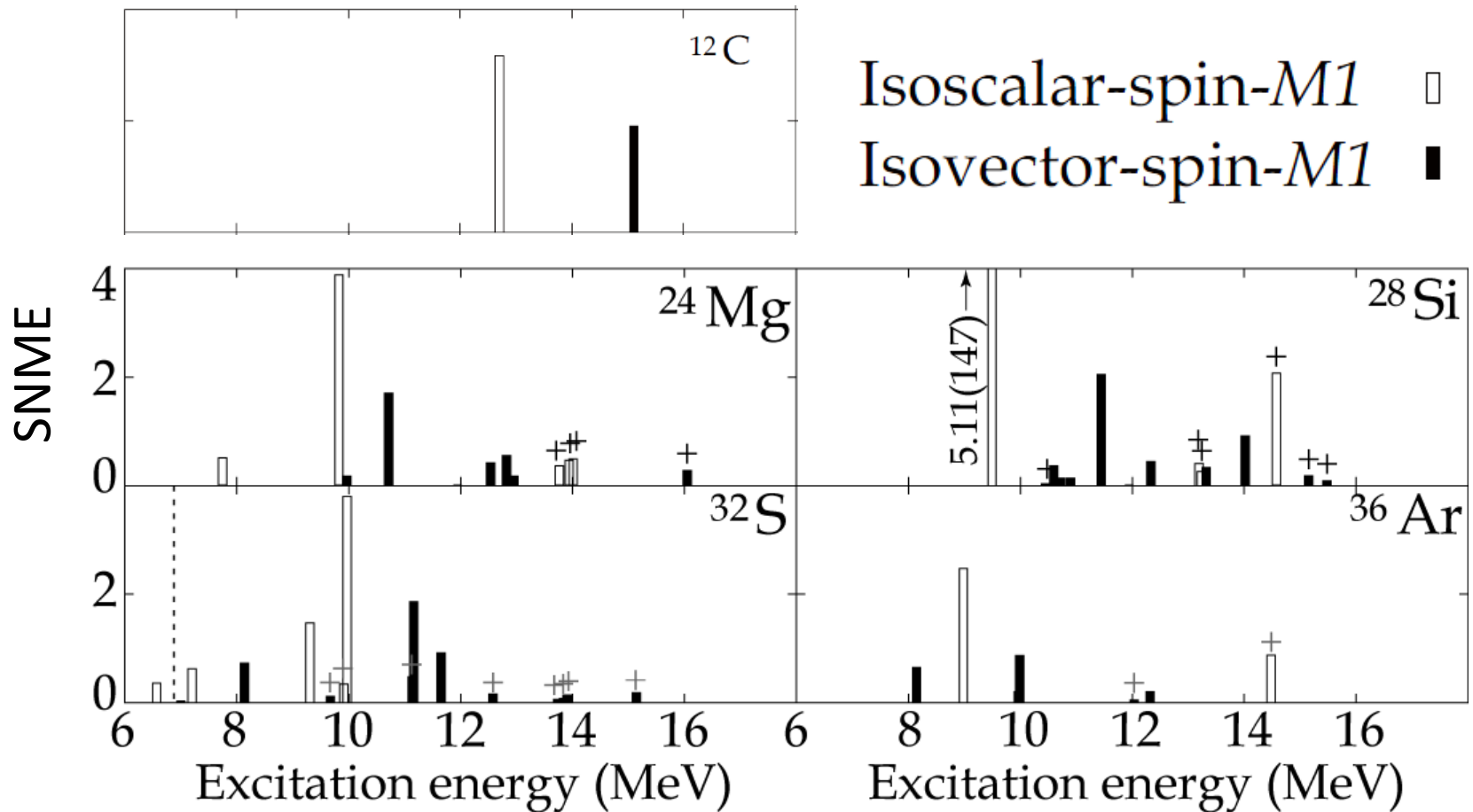
$$\hat{\sigma}_T(A) = N \exp(-x A^{1/3})$$

T.N. Taddeucci, NPA469 (1987).

- IVはGT ユニット断面積を利用

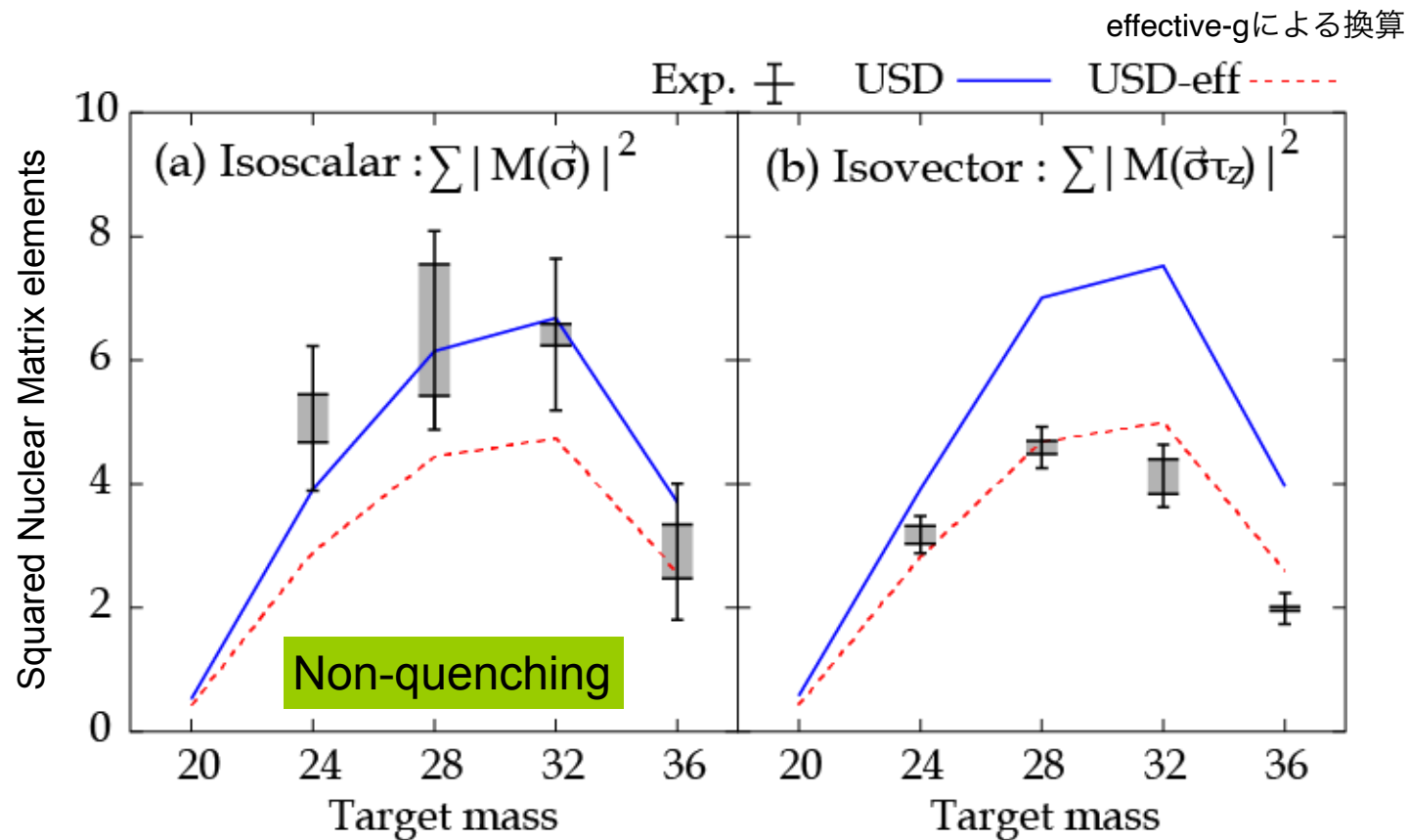


IS / IV-スピンM1 SNME分布



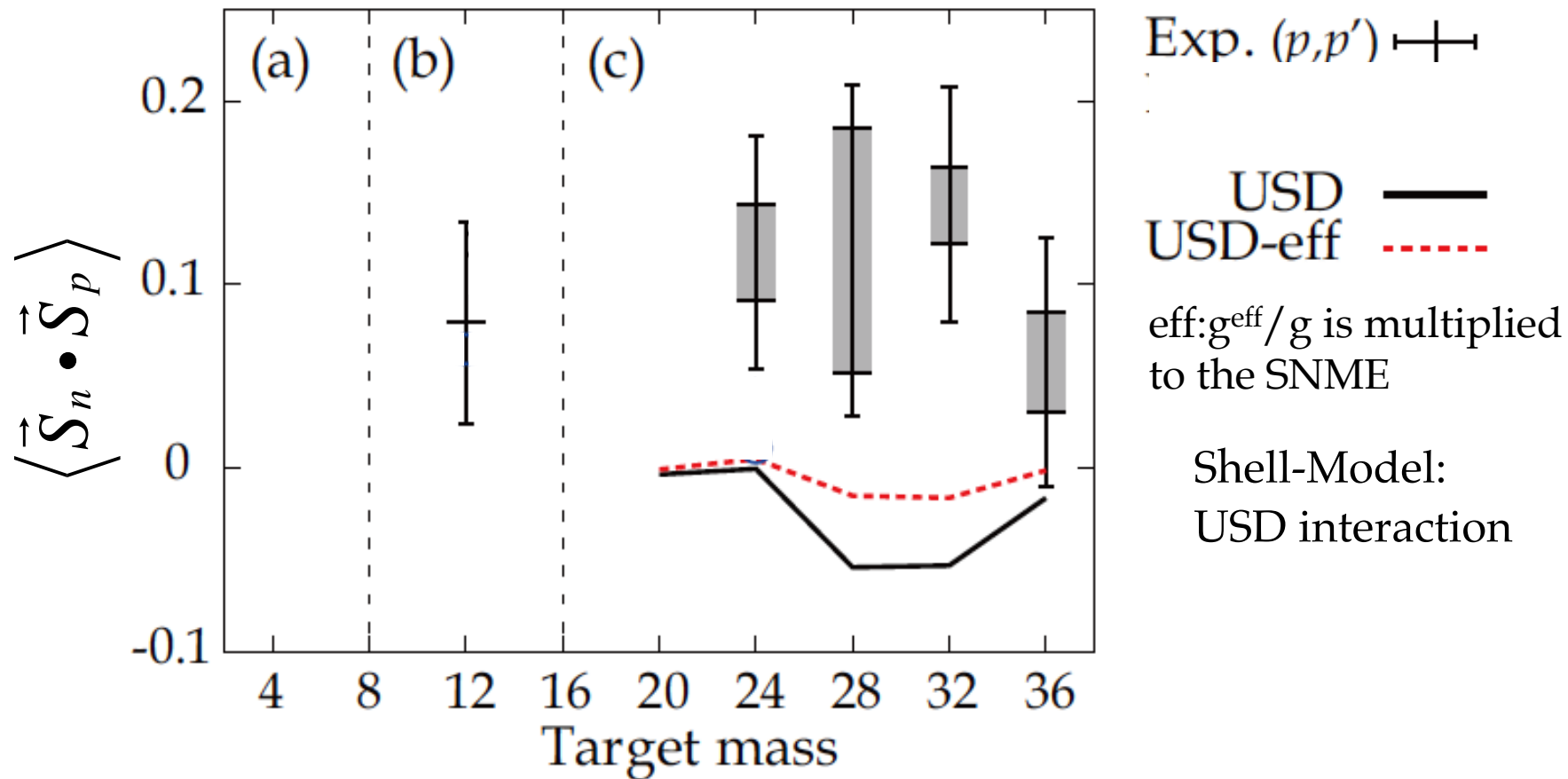
IS / IV-スピンM1 SNME積分値

- 16 MeVまで積算
- USD相互作用の空模型計算と比較



Isoscalar spin-M1 SNME is not quenching.

np スピン相関関数



正の np スピン相関関数が系統的に観測された

Correlated Gaussian 理論計算(4He)

by W. Horiuchi

Spin matrix elements of the ^4He ground state

	$\langle \vec{S}_n^2 + \vec{S}_p^2 \rangle$	$\langle \vec{S}_n \cdot \vec{S}_p \rangle$	S=0	S=1	S=2
AV8' Stronger tensor int.	0.572	0.135	85.8%	0.4%	13.9%
G3RS Weaker tensor int.	0.465	0.109	88.5%	0.3%	11.3%
Minnesota No tensor int.	0.039	-0.020	100%	0%	0%

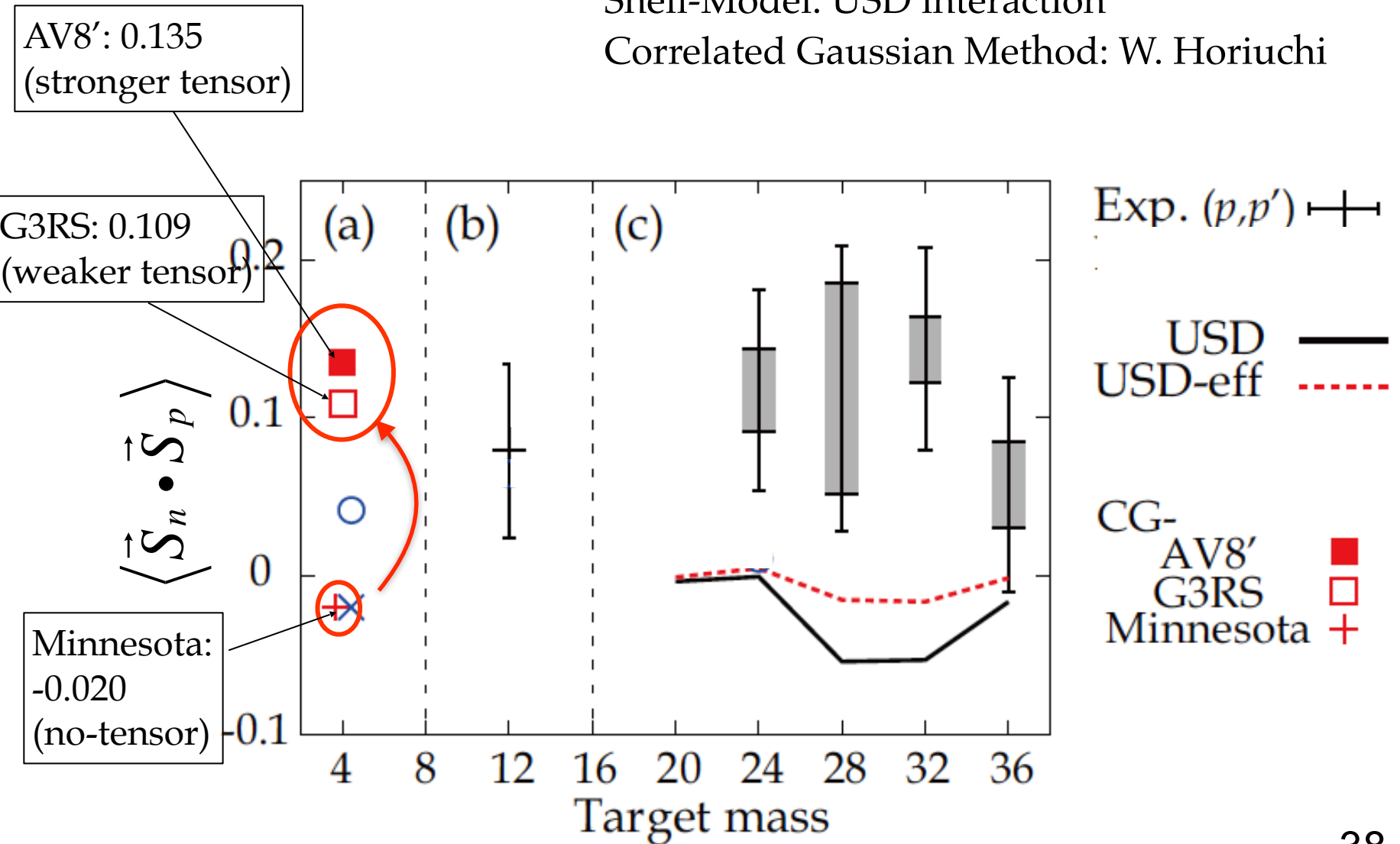
$$\vec{S} = \vec{S}_p + \vec{S}_n$$

Y. Suzuki, W. Horiuchi et al., FBS42, 33(2007)
H. Feldmeier, W. Horiuchi et al., PRC84, 054003(2011)

np スピン相関関数

Shell-Model: USD interaction

Correlated Gaussian Method: W. Horiuchi

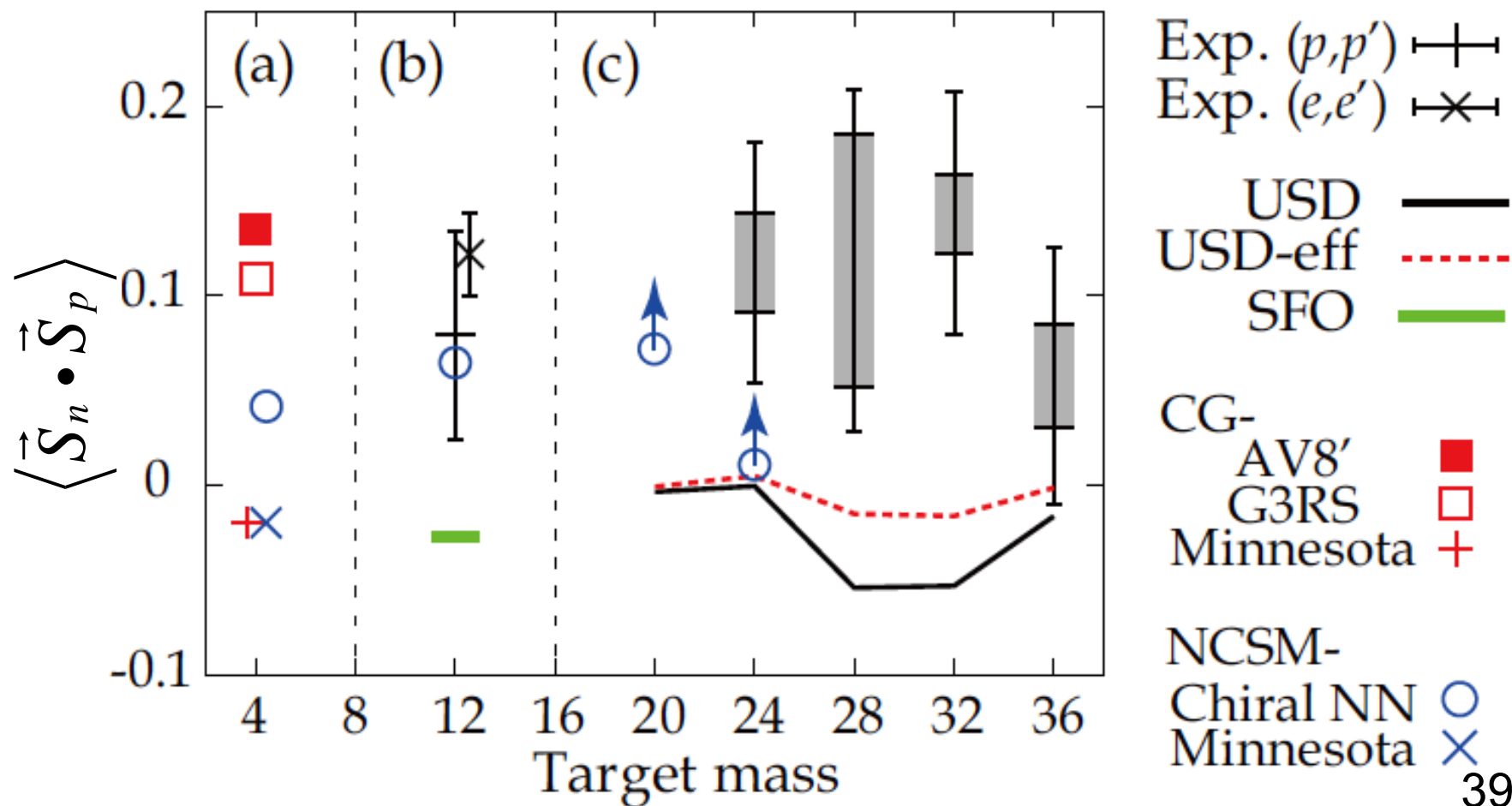


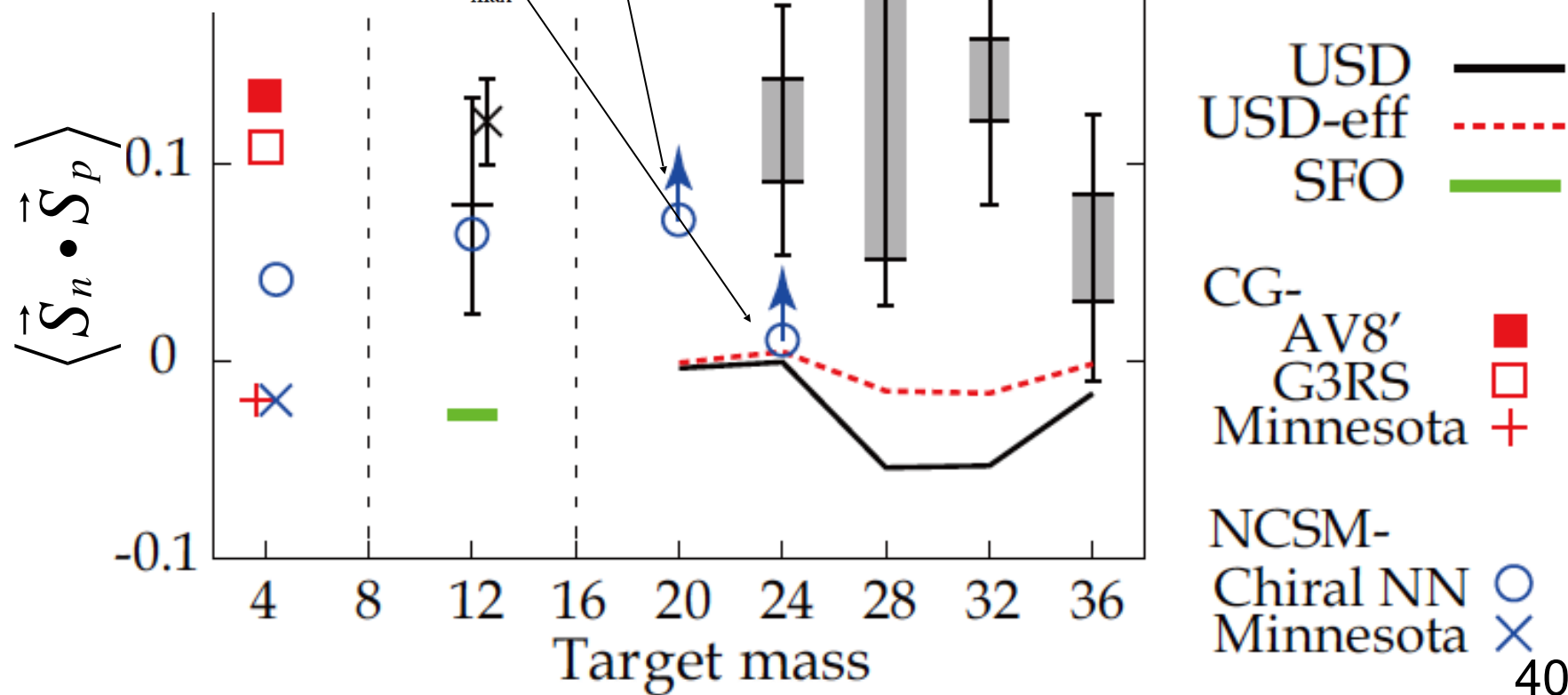
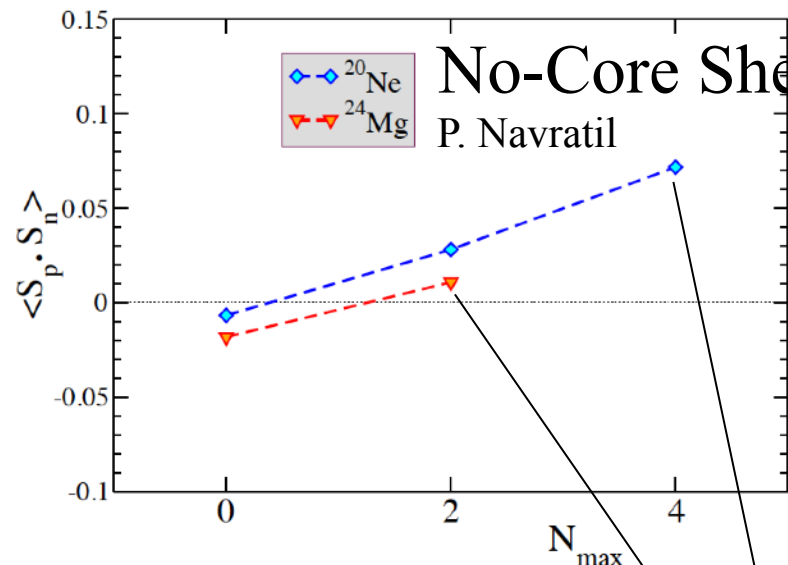
np スピン相関関数

Shell-Model: USD interaction

Correlated Gaussian Method: W. Horiuchi

Non-Core Shell Model: P. Navratil



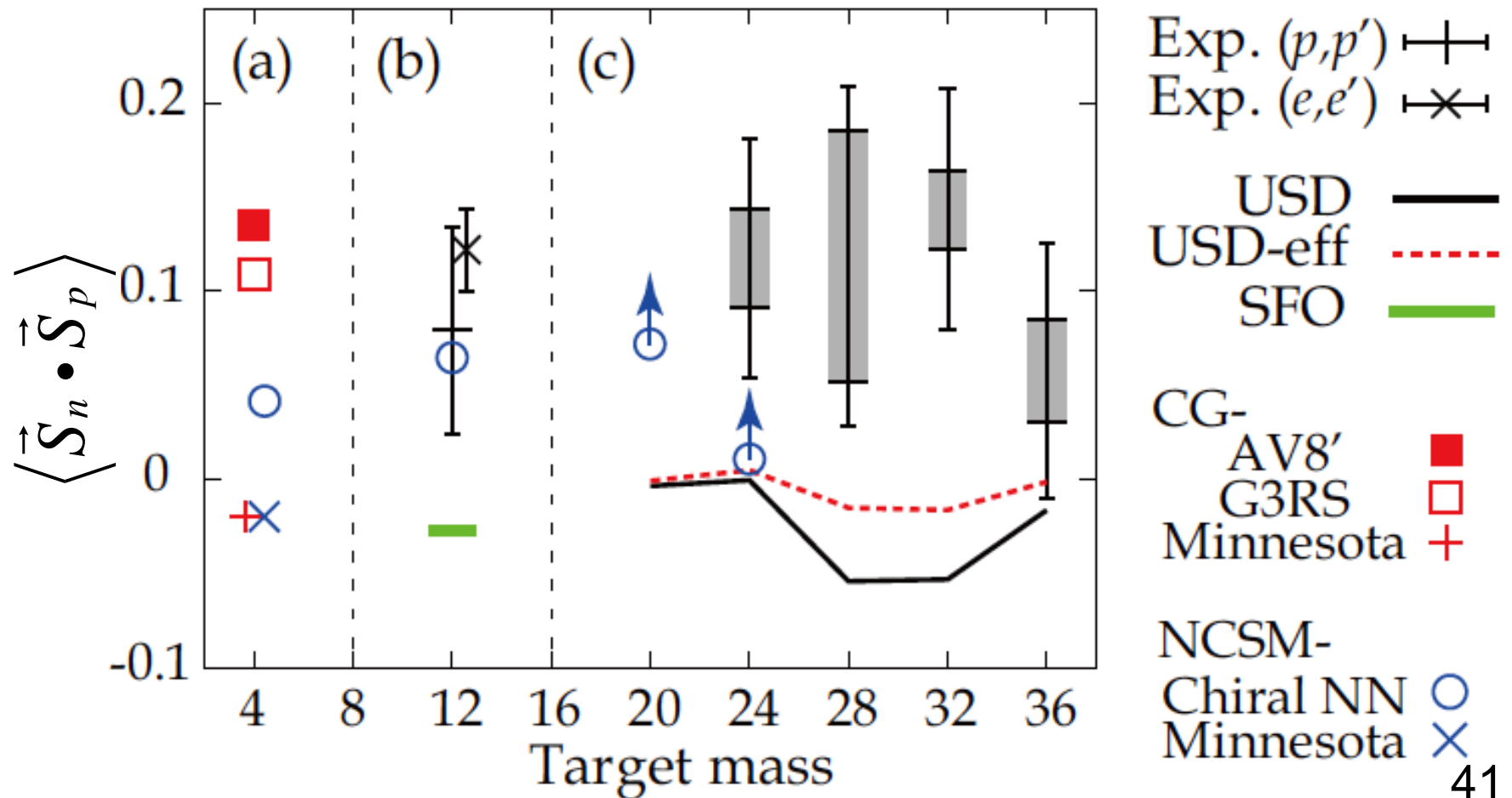


np スピン相関関数

Shell-Model: USD interaction

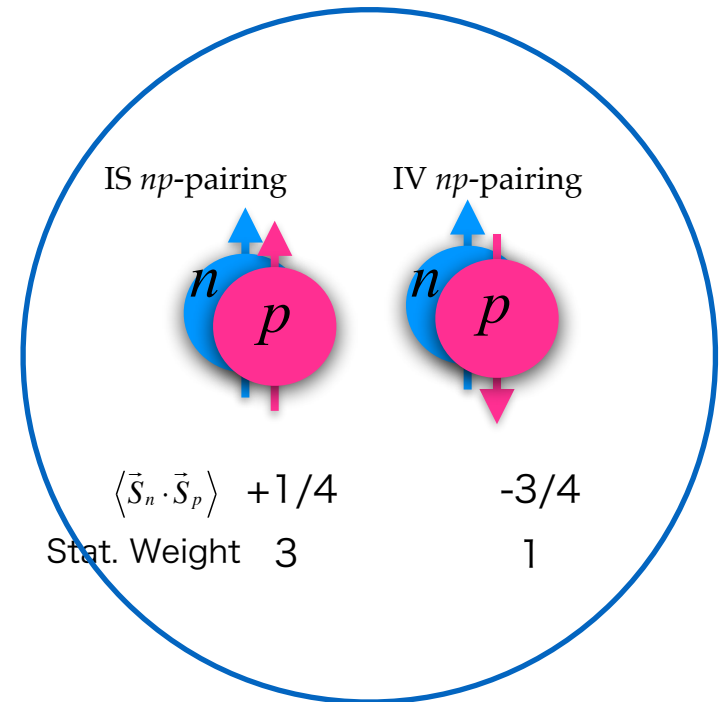
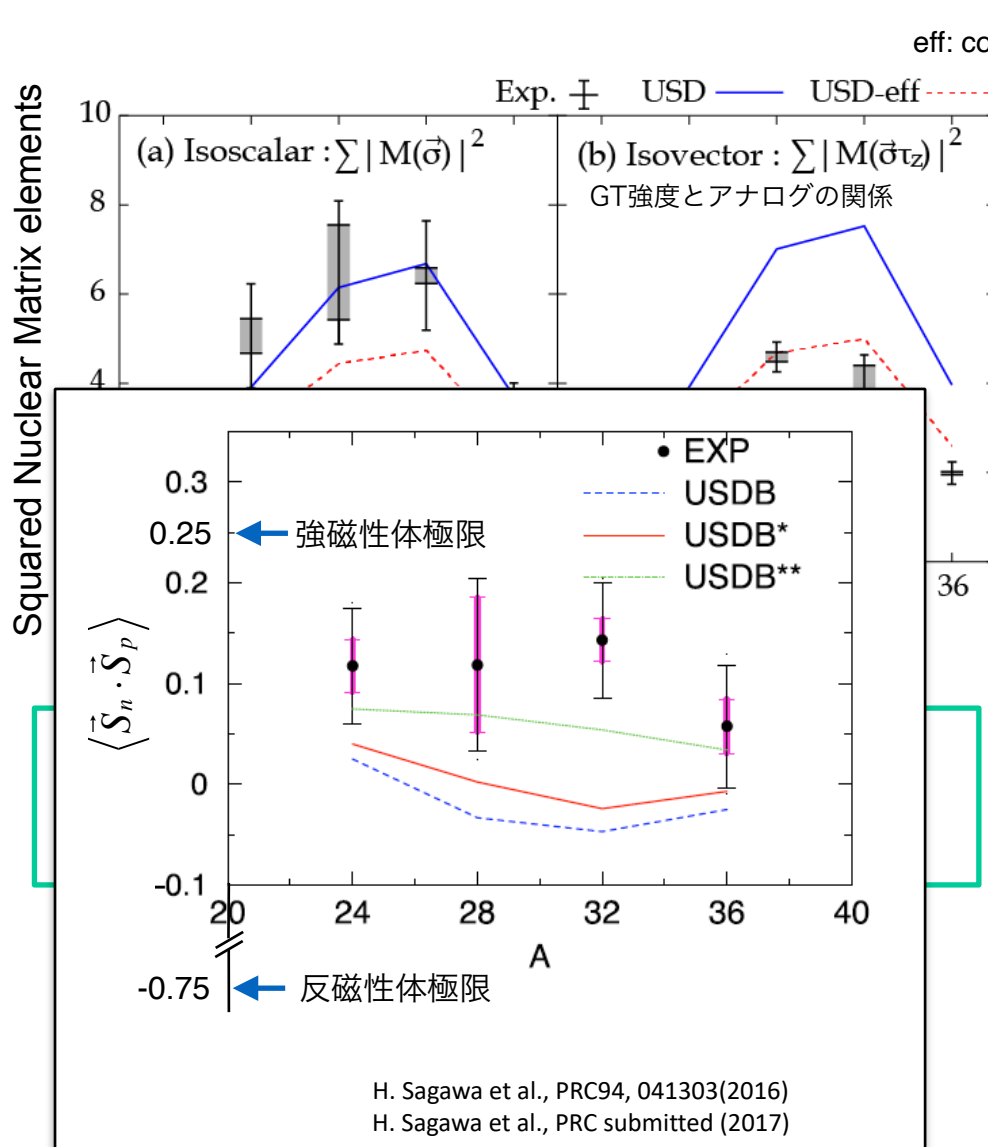
Correlated Gaussian Method: W. Horiuchi

Non-Core Shell Model: P. Navratil



np スピン相関関数

H. Matsubara et al., PRL115, 102501 (2015)



基底状態でのIS np 相関
はIV np 相関より強い。
(対称核において)

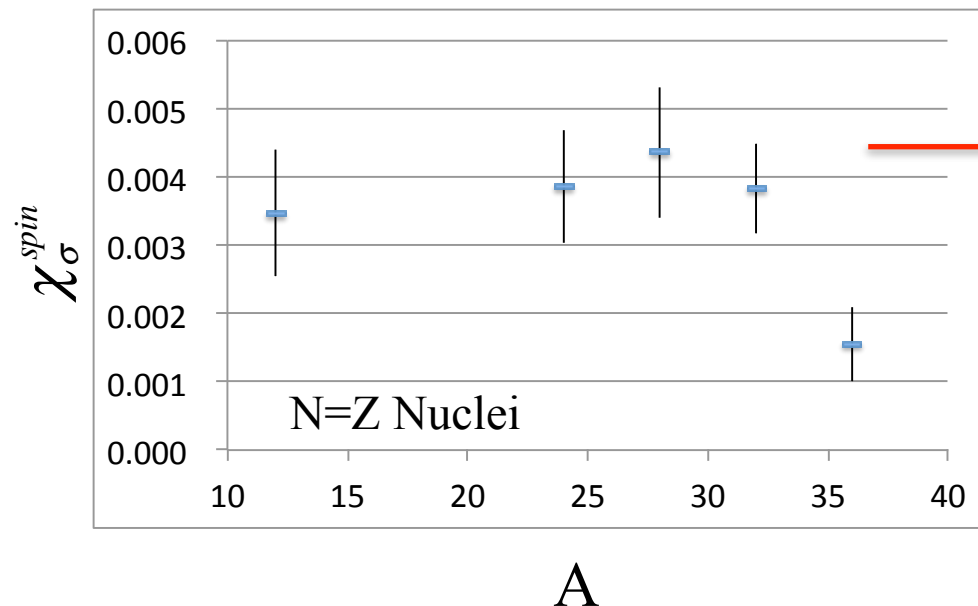
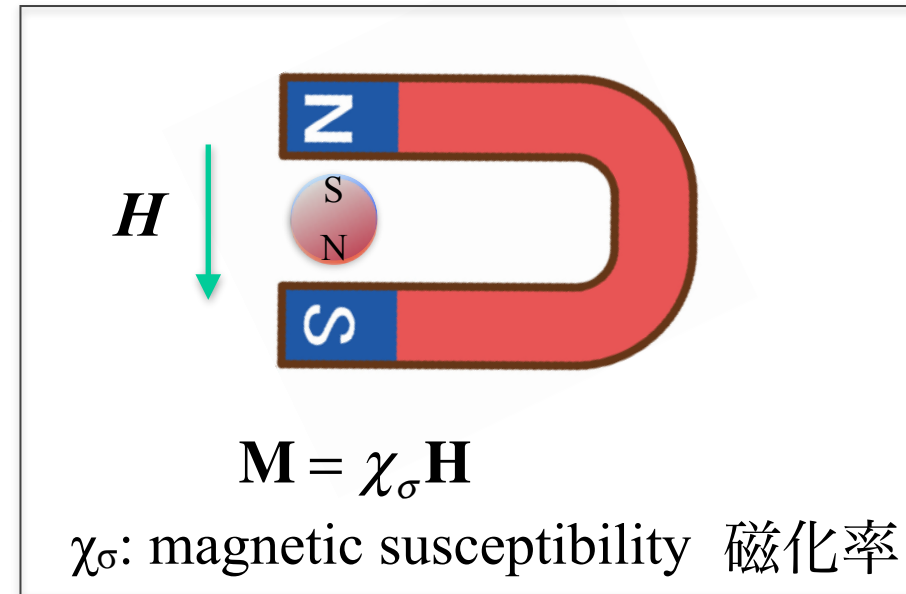
核物質のSpin磁化率

Magnetic dipole ($M1$) オペレータ

$$O(M1) = g_{\ell}^{\text{IS}} \ell + \underline{g_s^{\text{IS}} \sigma} + g_{\ell}^{\text{IV}} \ell \cdot \tau + \underline{g_s^{\text{IV}} \sigma \cdot \tau}$$

IS(ℓ) and IV(τ) terms

$$\chi_{\sigma}^{\text{spin}} = \frac{8}{3N} \sum_f \frac{1}{\omega} \left| \langle f | \sum_i \sigma_i | 0 \rangle \right|^2$$



0.0044(7) MeV⁻¹ at $\rho=0.16$ fm⁻³

Neutron Matter AFDMC model

G. Shen et al., PRC⁸⁷, 025802 (2013)

VIII 共鳴の減衰、微細構造

原子核の巨大共鳴

(Isovector) Giant Dipole Resonance (GDR) $rY_1\tau$

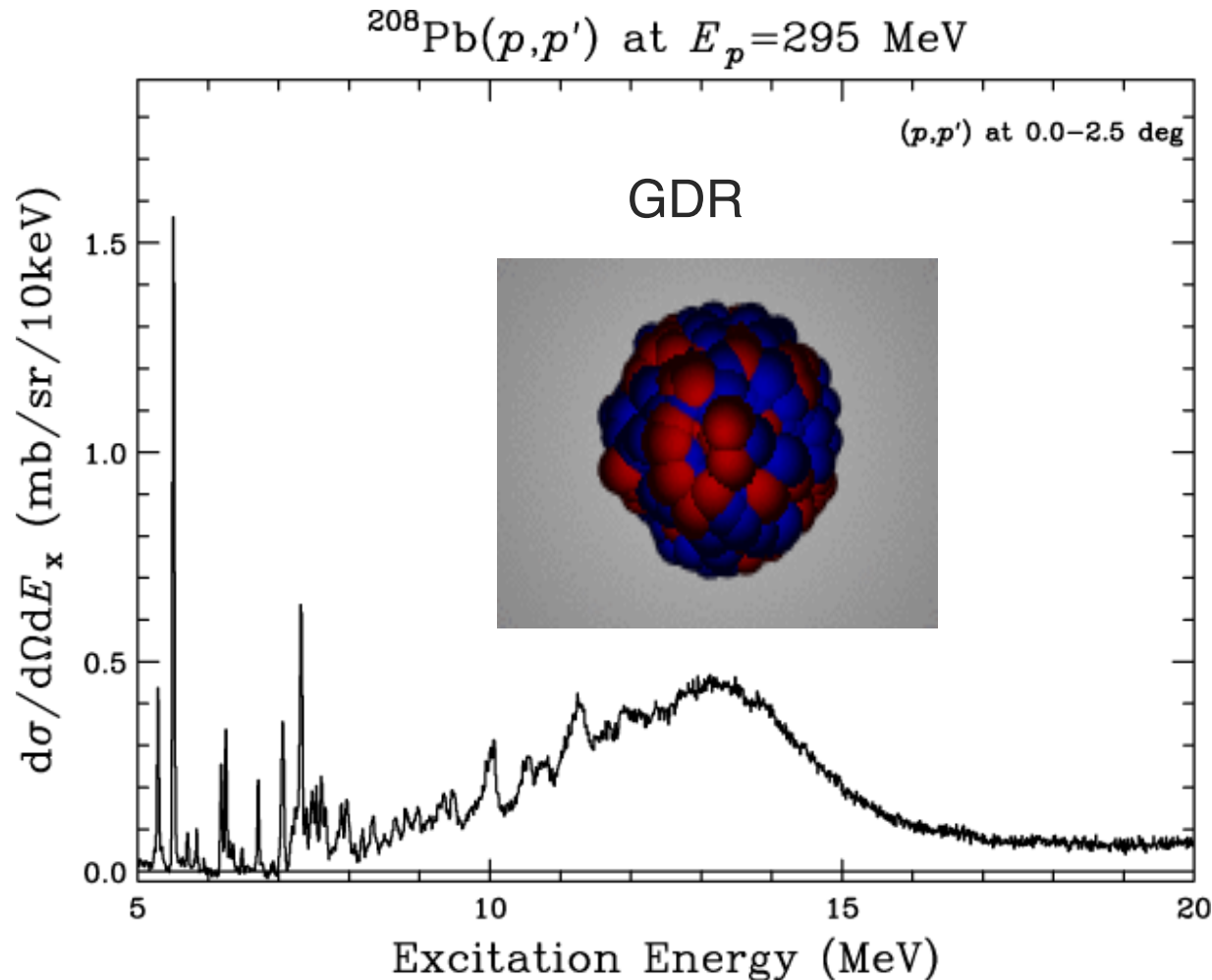
$(\Delta T, \Delta S)$		$(0, 0)$	$(1, 0)$	$(0, 1)$	$(1, 1)$
単極振動	$\Delta L = 0$				
双極振動	$\Delta L = 1$	—			
四重極振動	$\Delta L = 2$				
...					

GDR

1944 prediction of GDR by A. Migdal
1947 experimental discovery of GDR

杉本・村岡「原子核構造学」

(Isovector) Giant Dipole Resonance (GDR)



$$\Delta S = 0, \Delta T = 1, \\ \Delta L = 1$$

$$0^+ \rightarrow 1^-$$

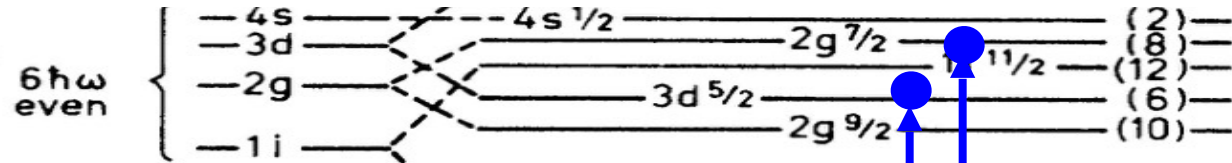
$$\Delta\pi = (-1)^{\Delta L}$$

A GDR is a dipole oscillation mode between neutrons and protons in a “macroscopic view”.

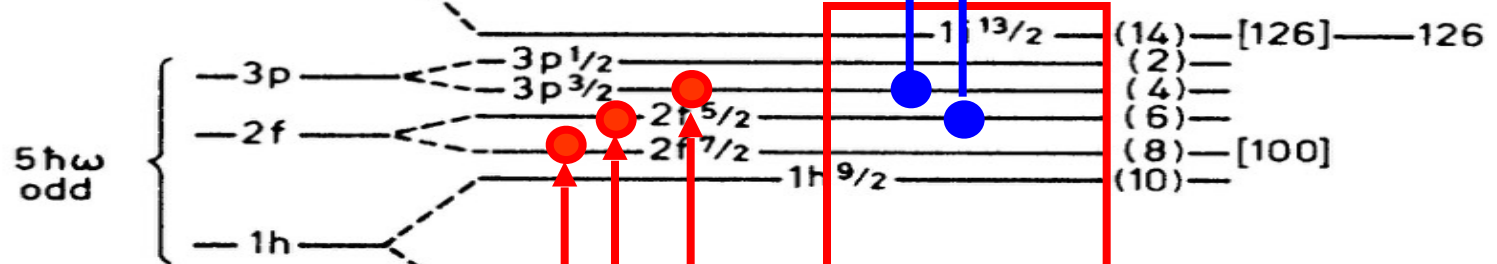
IV GDR

—184

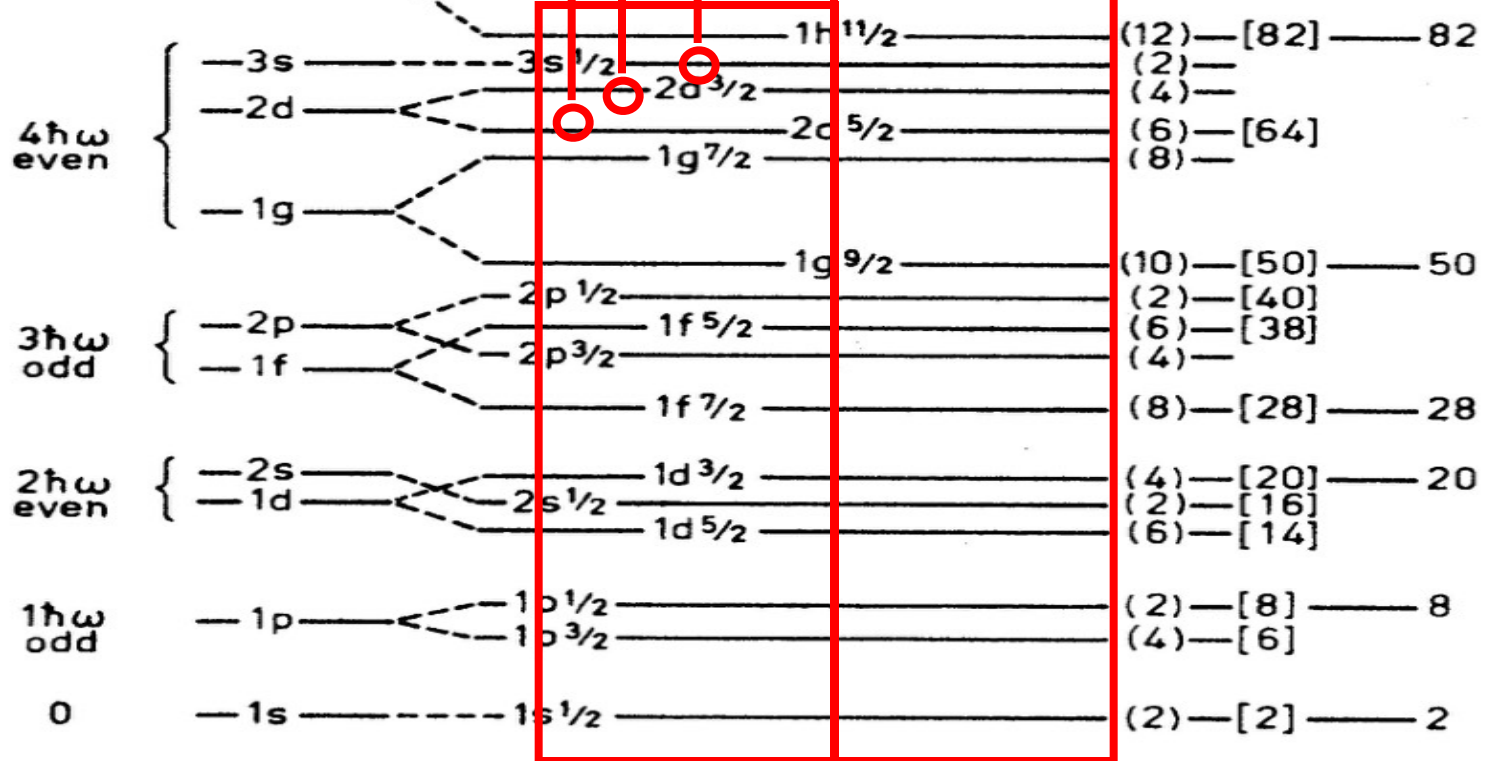
parity +



parity -



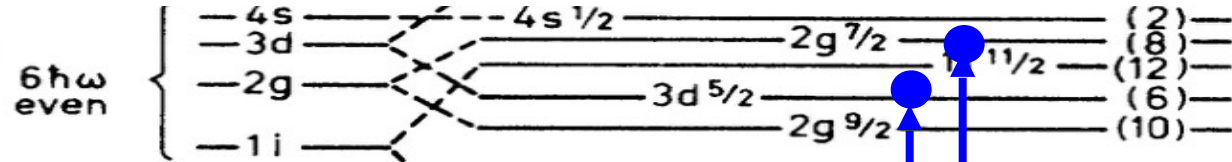
parity +



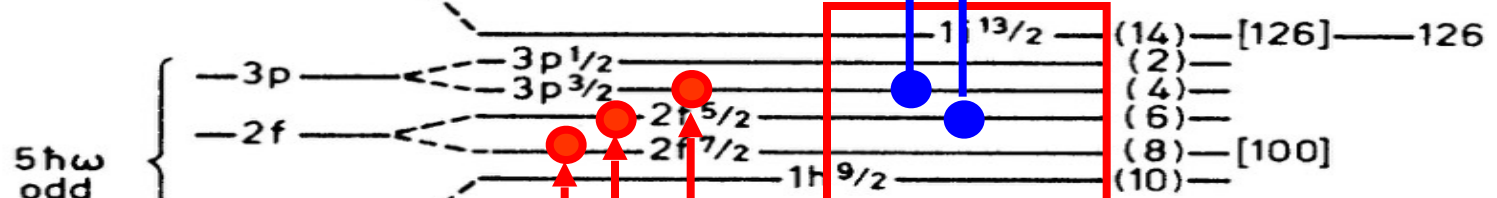
IV GDR

—184

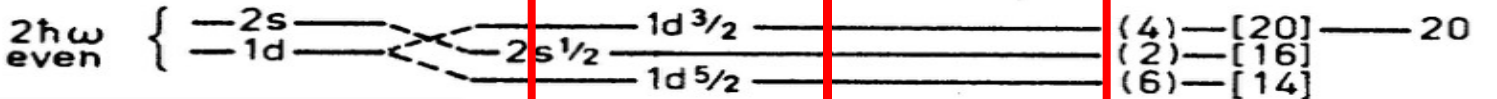
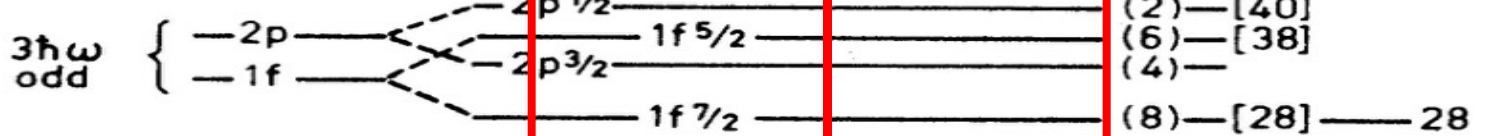
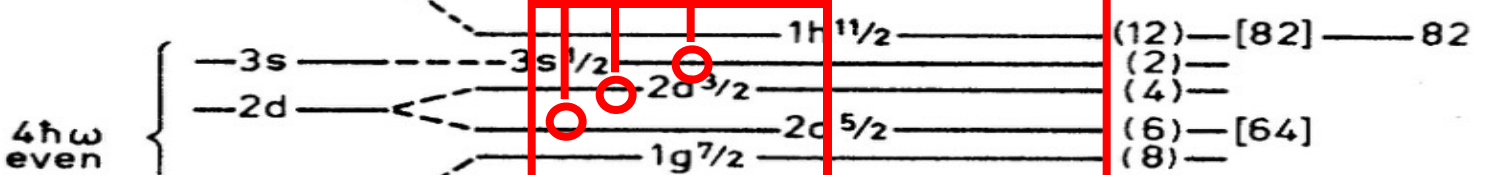
parity +



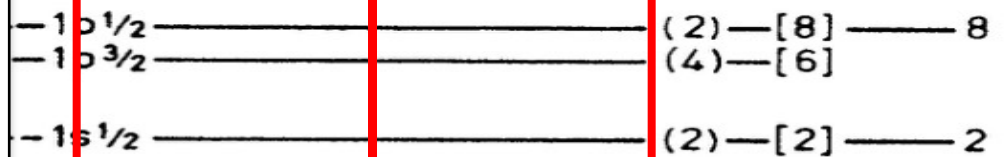
parity -



parity +



IV GDR は1粒子 1 空孔状態のコヒーレントな（位相をそろえた）重ね合わせである。



IV-GDR は巨視的には中性子-陽子の相対双極振動状態である。

IV-GDR は多くのエネルギー固有状態(準位)から成り立っている。

エネルギー固有状態: ハミルトニアン固有状態で決まった固有エネルギーを持つ

Question: IV-GDR はどの程度の数の準位から成り立つか?

^{208}Pb の場合

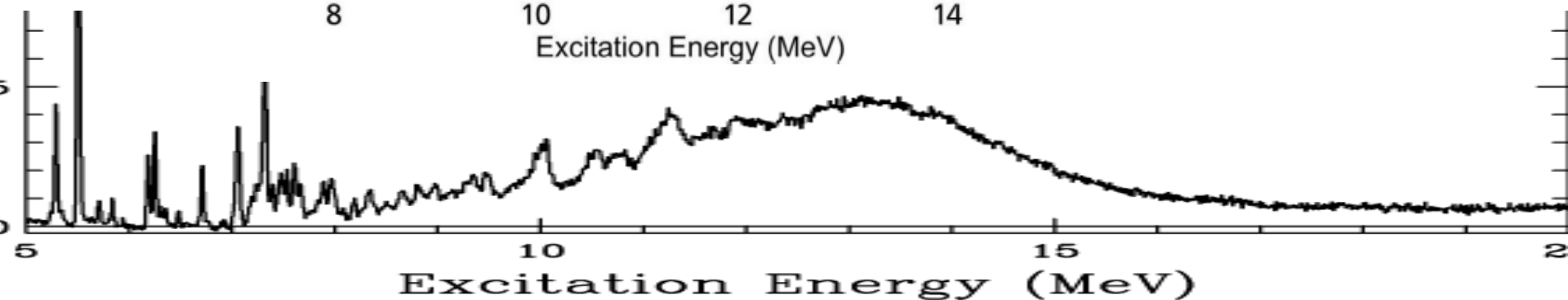
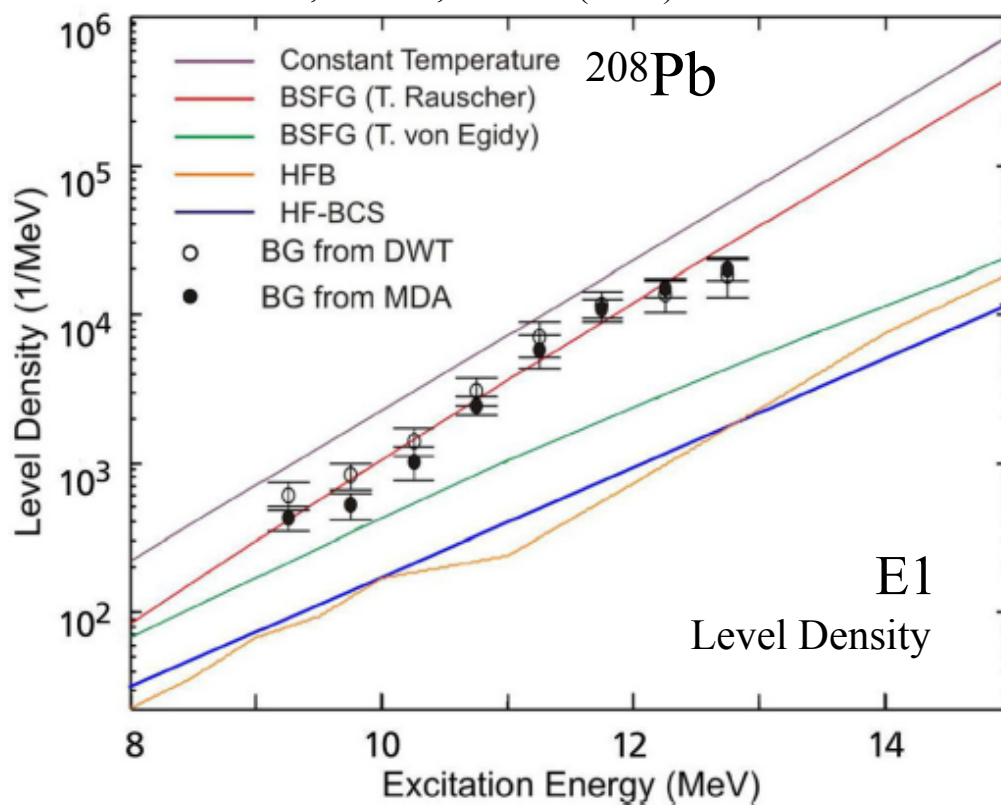
a) 10個 b) 100個 c) 10,000個 d) もっと多い

menti.com: 7596 1666



高分解能(p,p') スペクトルの fluctuation 解析

I. Poltoratska et al., PRC89, 054322 (2014)

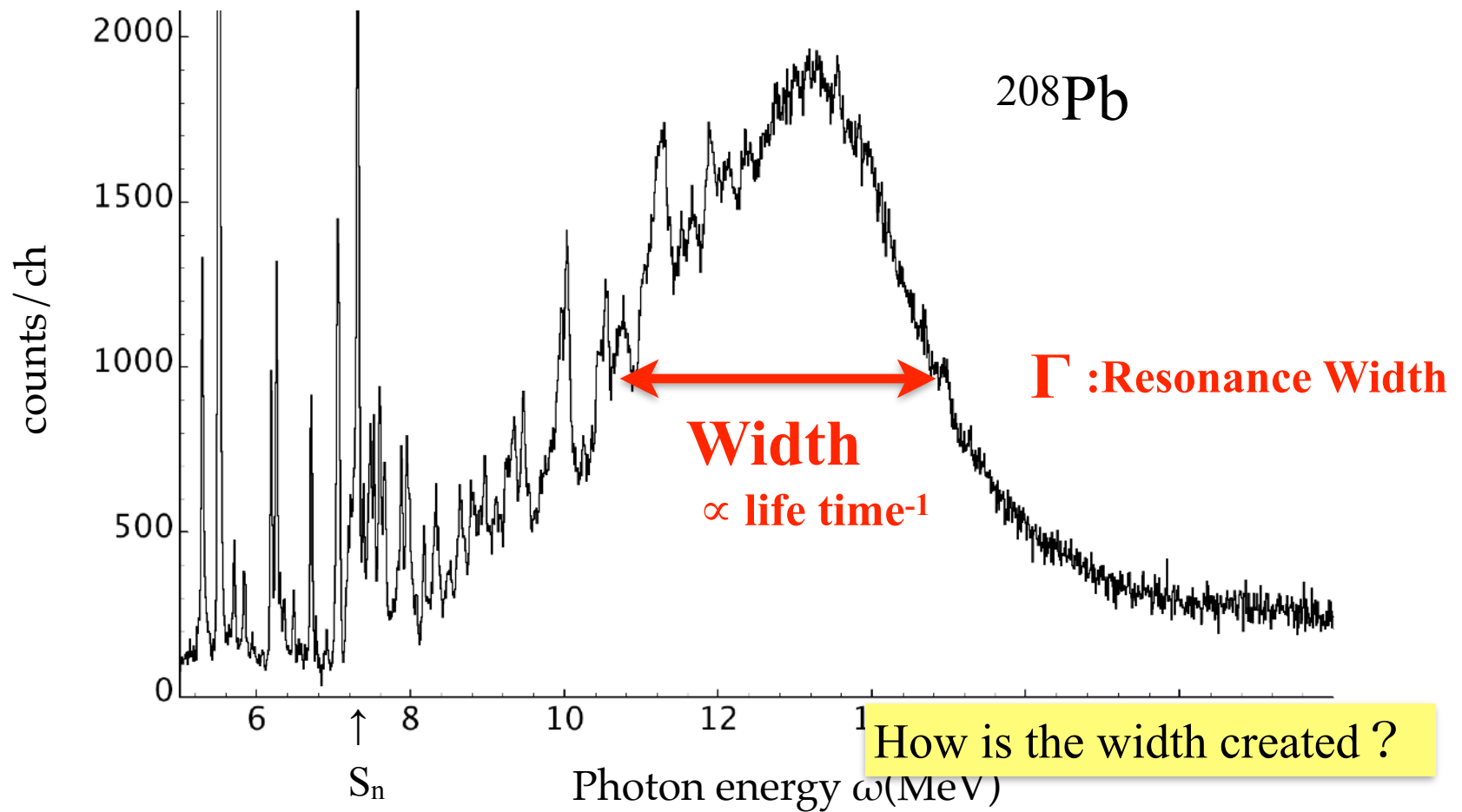


IVGDR (共鳴状態)の幅

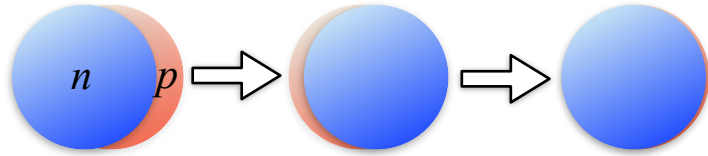


IVGDR

Low-energy dipole strength



集団振動状態(IVGDR)の減衰機構



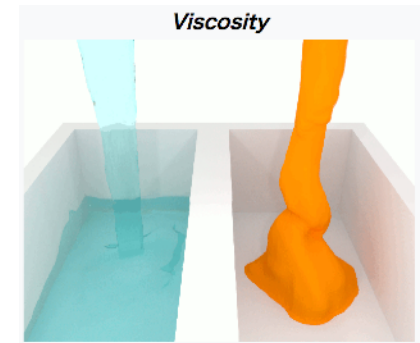
Damping of IVGDR

巨視的には

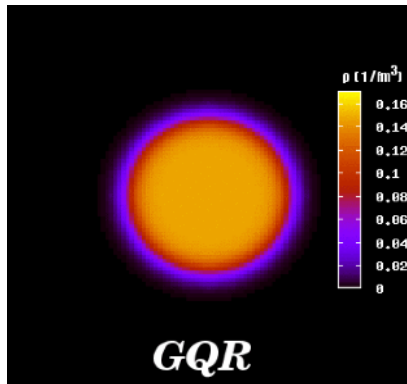
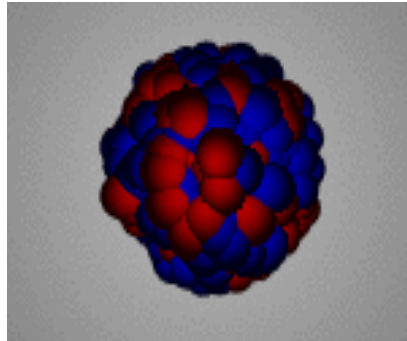
IVGDR: 中性子と陽子の相対双極振動

減衰機構: 中性子流体と陽子流体の間の粘性

see e.g. J. Wambach, Rep. Prog. Phys.'88



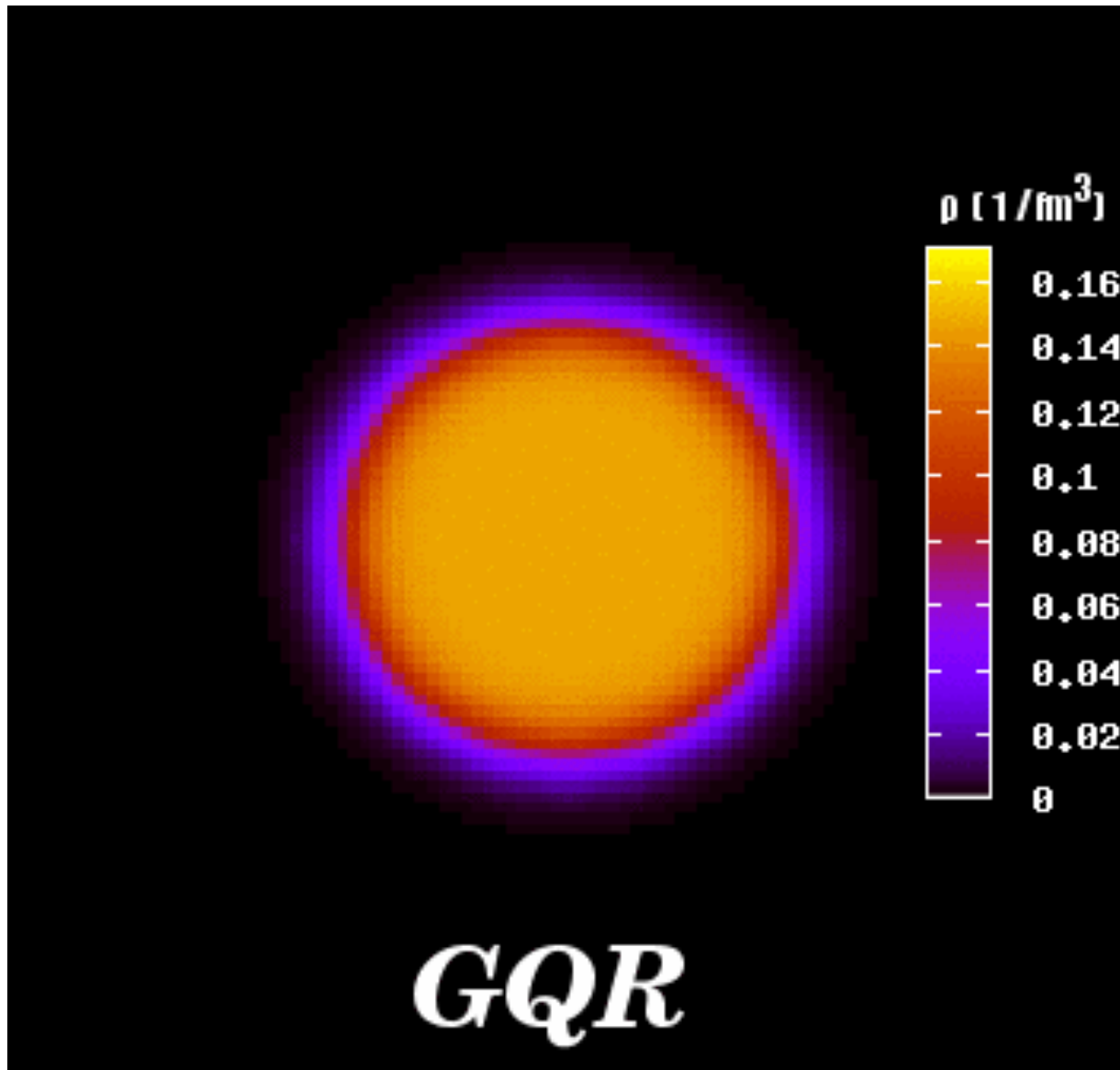
wikipedia



IVGQR: 中性子流体と陽子流体の間の
粘性により減衰

ISGQR: 同一流体間の粘性により減衰

Isoscalar Giant Quadrupole Resonance (ISGQR)



$$|\Psi_{\text{GDR}}\rangle = O(\text{GDR}) |\Psi_{\text{g.s.}}\rangle \quad O(\text{GDR}) \equiv \sum_i r_i Y_1(\hat{r}_i)$$

$$|\Psi_{\text{GDR}}\rangle = \sum_k |\Psi_k\rangle \langle \Psi_k | O(\text{GDR}) | \Psi_{\text{g.s.}} \rangle$$

$$= \sum_k \alpha_k |\Psi_k\rangle = \sum_k \alpha_k |DW_k\rangle$$

$$\alpha_k = \langle \Psi_k | O(\text{GDR}) | \Psi_{\text{g.s.}} \rangle$$

$$|\Psi_k\rangle = |\Psi_k^{\text{GDR}}\rangle + |\Psi_k^{\text{non-GDR}}\rangle$$

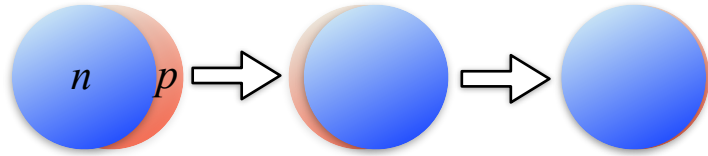
$$\langle \Psi_k^{\text{GDR}} | O(\text{GDR}) | \Psi_{\text{g.s.}} \rangle = \alpha_k \neq 0$$

$$\langle \Psi_k^{\text{non-GDR}} | O(\text{GDR}) | \Psi_{\text{g.s.}} \rangle = 0$$

戸口(door-way)状態

$|DW_k\rangle$

IVGDRの減衰: 分散幅



IVGDRの減衰

$$|\Psi_{\text{GDR}}\rangle = \sum_k \alpha_k |DW_k\rangle$$

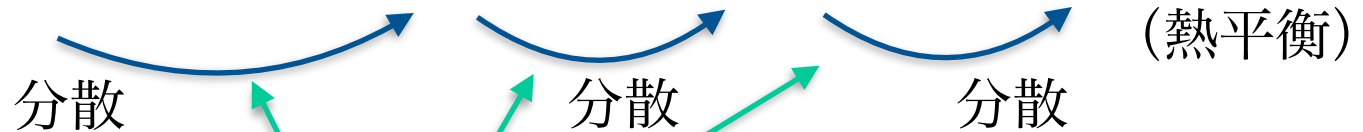
戸口状態: 基底状態から1粒子1

空孔励起によって作られる

$$|\Psi_k\rangle = c |DW_k\rangle + \sum c' |2p2h_k\rangle + \dots + c'' \sum |CN_k\rangle$$

複合核

時間依存描像



コヒーレンスを失うことによる減衰

→分散幅

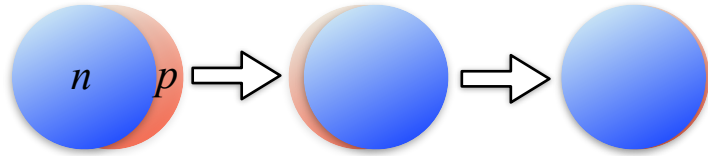
in coherence



out of coherence



IVGDRの減衰: 分散幅



IVGDRの減衰

$$|\Psi_{\text{GDR}}\rangle = \sum_k \alpha_k |DW_k\rangle$$

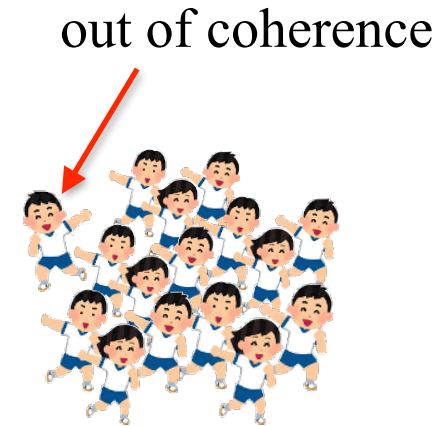
戸口状態: 基底状態から1粒子1

空孔励起によって作られる

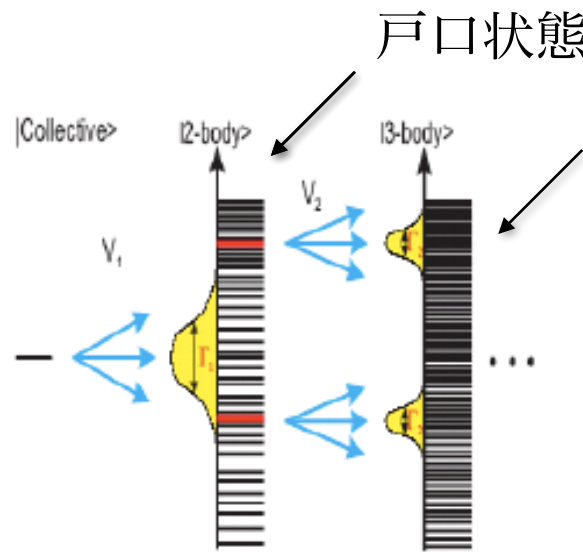
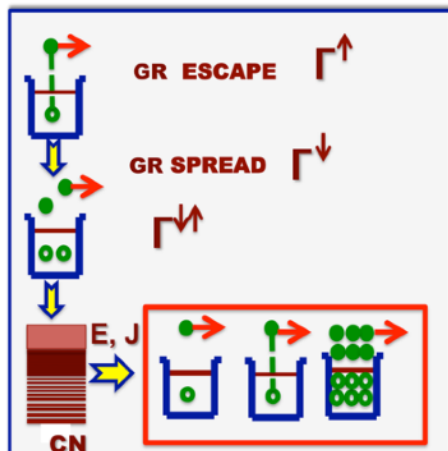
$$|\Psi_k\rangle = c |DW_k\rangle + \sum c' |2p2h_k\rangle + \dots + c'' \sum |CN_k\rangle$$

複合核

(熱平衡)

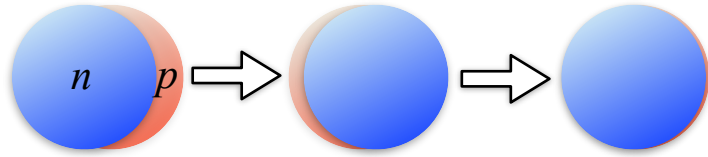


時間非依存描像



2粒子2空孔状態やさらに
複雑な状態との結合
(coupling)

IVGDRの減衰:



IVGDRの減衰

微視的描像

減衰の期限

$$\Gamma = \Delta\Gamma + \Gamma_{\downarrow} + \Gamma_{\uparrow}$$

Γ 全幅

幅 (MeV)

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}$$

幅大 = 単寿命 = 速い遷移

$\Delta\Gamma$ ランダウ減衰: 1粒子1空孔状態の分布

T2 緩和

$\Gamma_{\downarrow}$ 分散幅: 戸口状態からより複雑な配位への遷移

T2 緩和

$\Gamma_{\uparrow}$ エスケープ幅: 粒子・光子を放出しエネルギーを失って振動を終える

T1 緩和

IVGDRの微細構造



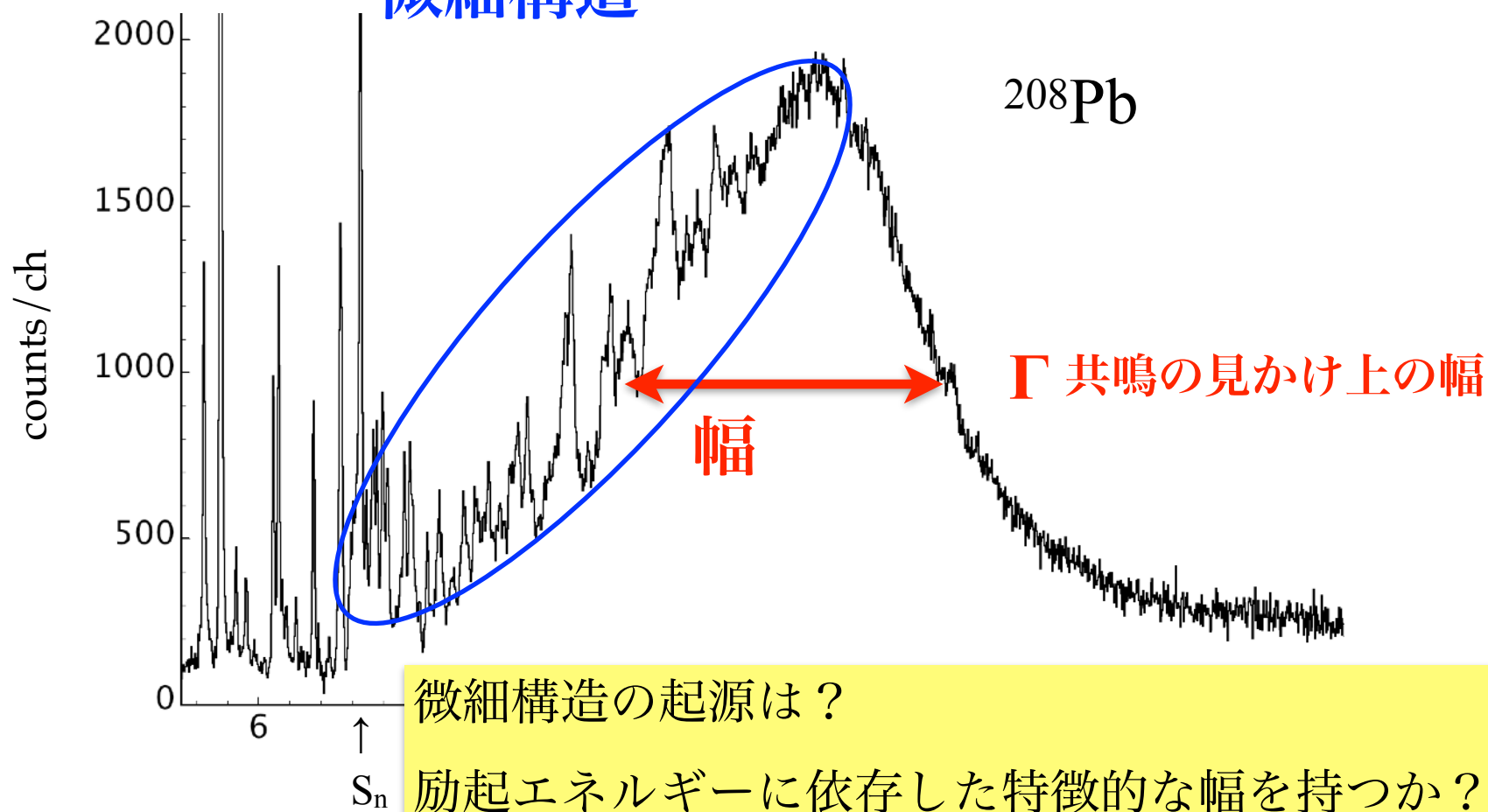
PDR



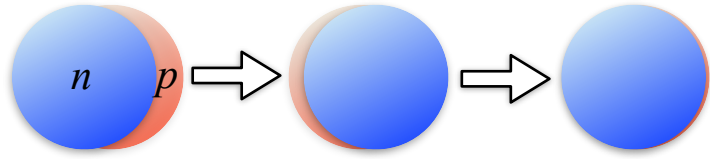
IVGDR

微細構造はその特徴的な幅を持つか？

微細構造



幅 Γ を調べる別の方法: 崩壊



IVGDRの減衰

IVGDR は最終的にはエネルギーを失って振動をとめる

各崩壊チャンネルへの遷移幅の合計＝全幅

$$\Gamma = \sum \Gamma_n + \sum \Gamma_p + \sum \Gamma_\gamma + \dots$$

各チャンネルの分岐比は実験によって測定できる

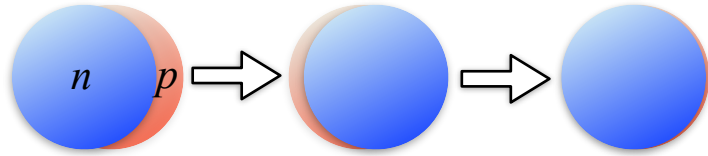
分岐比: $b_i = \frac{\Gamma_i}{\Gamma}$ 全幅 $\Gamma = \sum \Gamma_i$

IVGDRの γ 崩壊に着目する

$$\Gamma_{\gamma_0} \quad b_{\gamma_0} \sim 1\%$$

なぜ？

励起エネルギーの関数として幅: Γ_{bin}



IVGDRの減衰

基底状態への γ 崩壊は、クーロン励起の逆過程である。

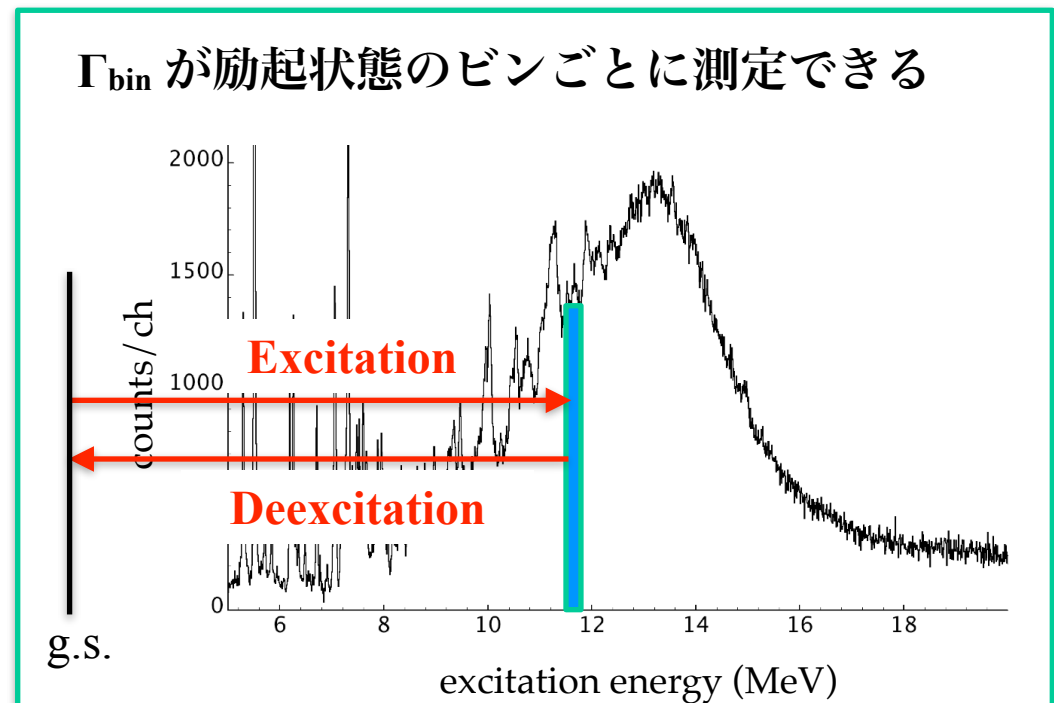
$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_x}$ by クーロン励起

- $B(E1)\uparrow$
- $B(E1)\downarrow$ (微細平衡)
- Γ_{γ_0}

γ 崩壊同時測定

→ 分岐比
$$b_{\gamma_0} = \frac{\Gamma_{\gamma_0}}{\Gamma_{\text{bin}}}$$

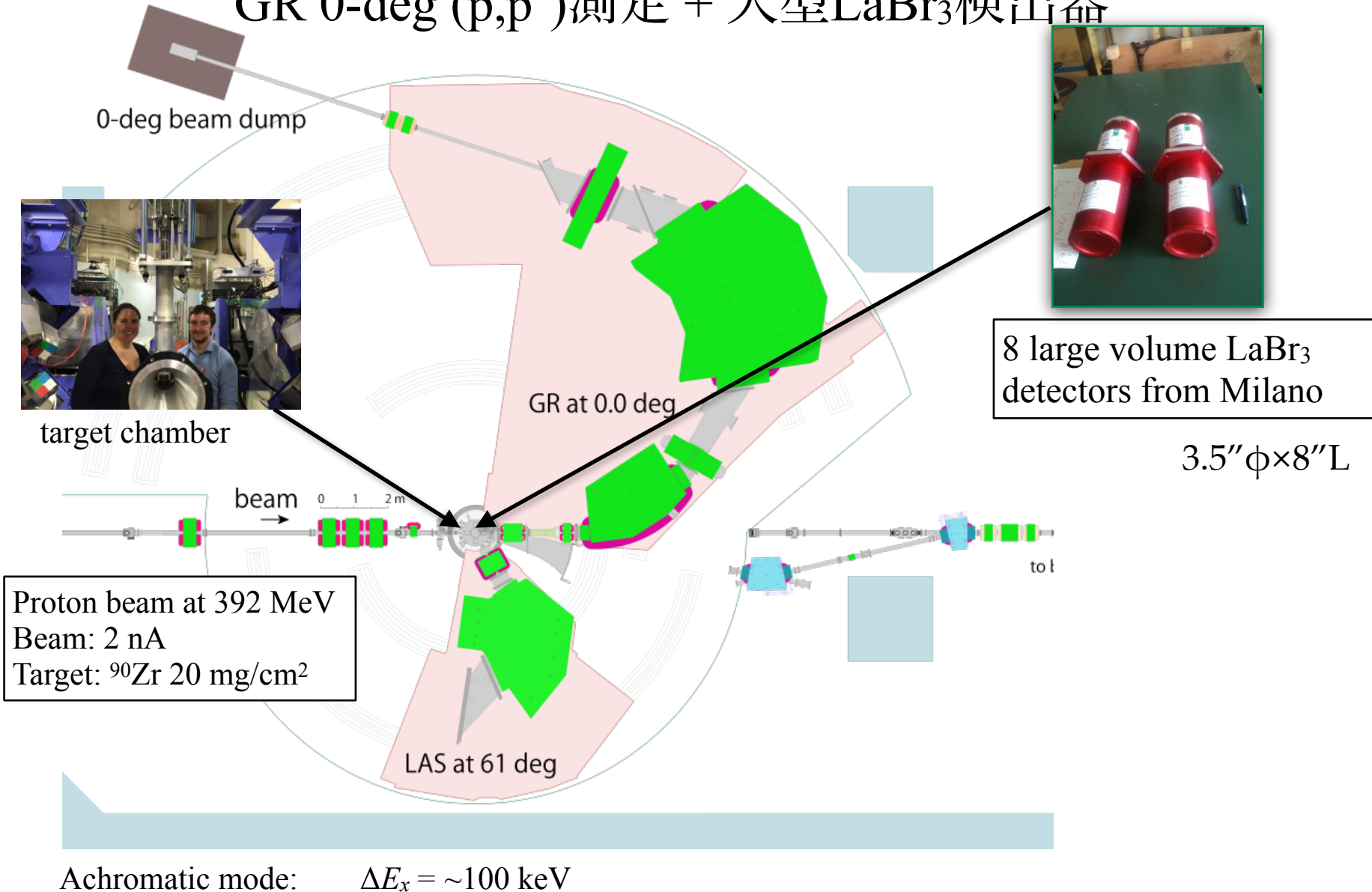
→ $\Gamma_{\text{bin}}(\text{Ex})$ can be determined.



何が観測されるのか? Γ_{bin} はどのように分布するのか?

E498: 実験

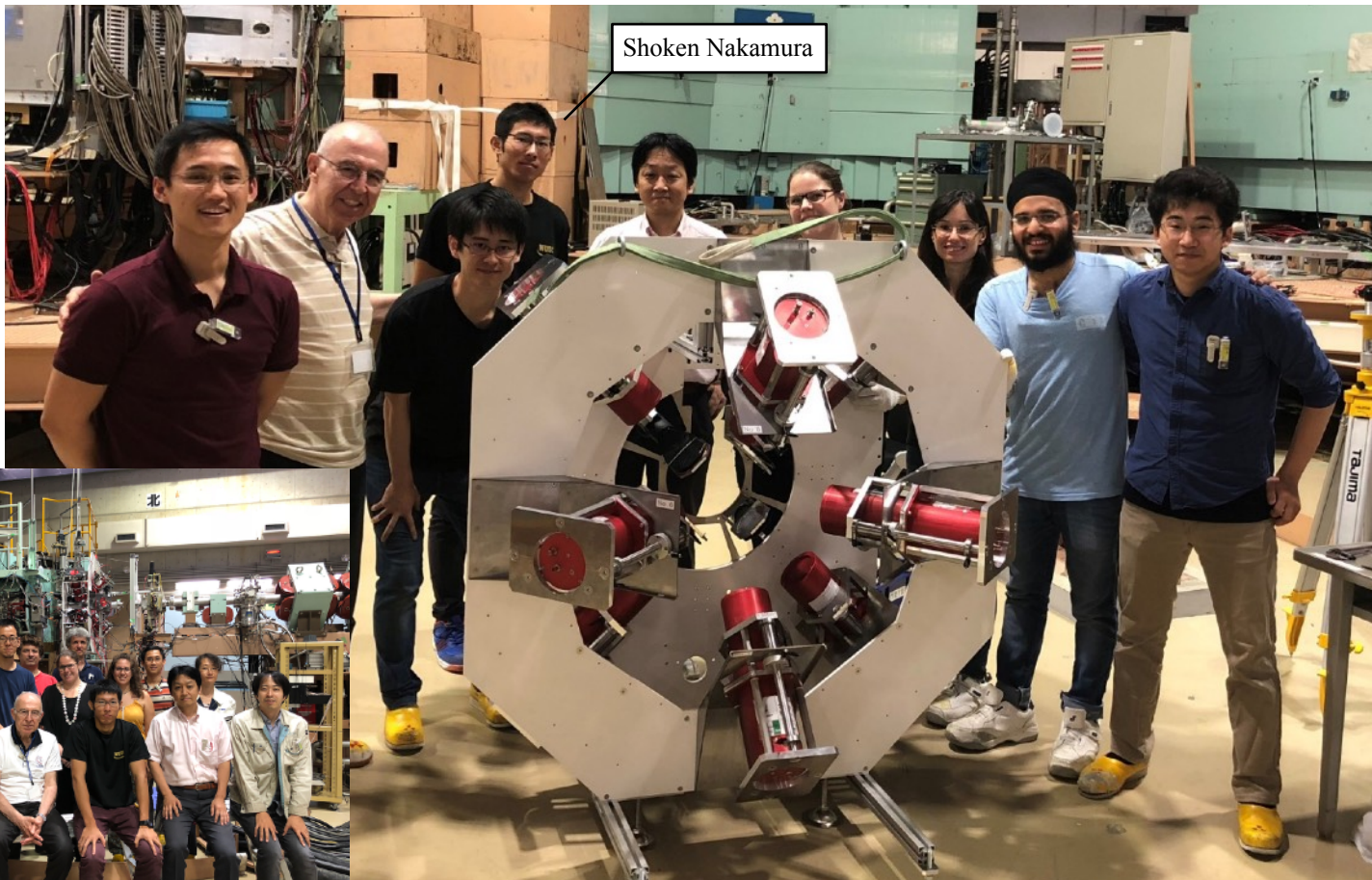
GR 0-deg (p,p')測定 + 大型LaBr₃検出器



Gamma ray detector array

Scylla

Supporting construction
for -ray-detecting large LaBr_3 Array



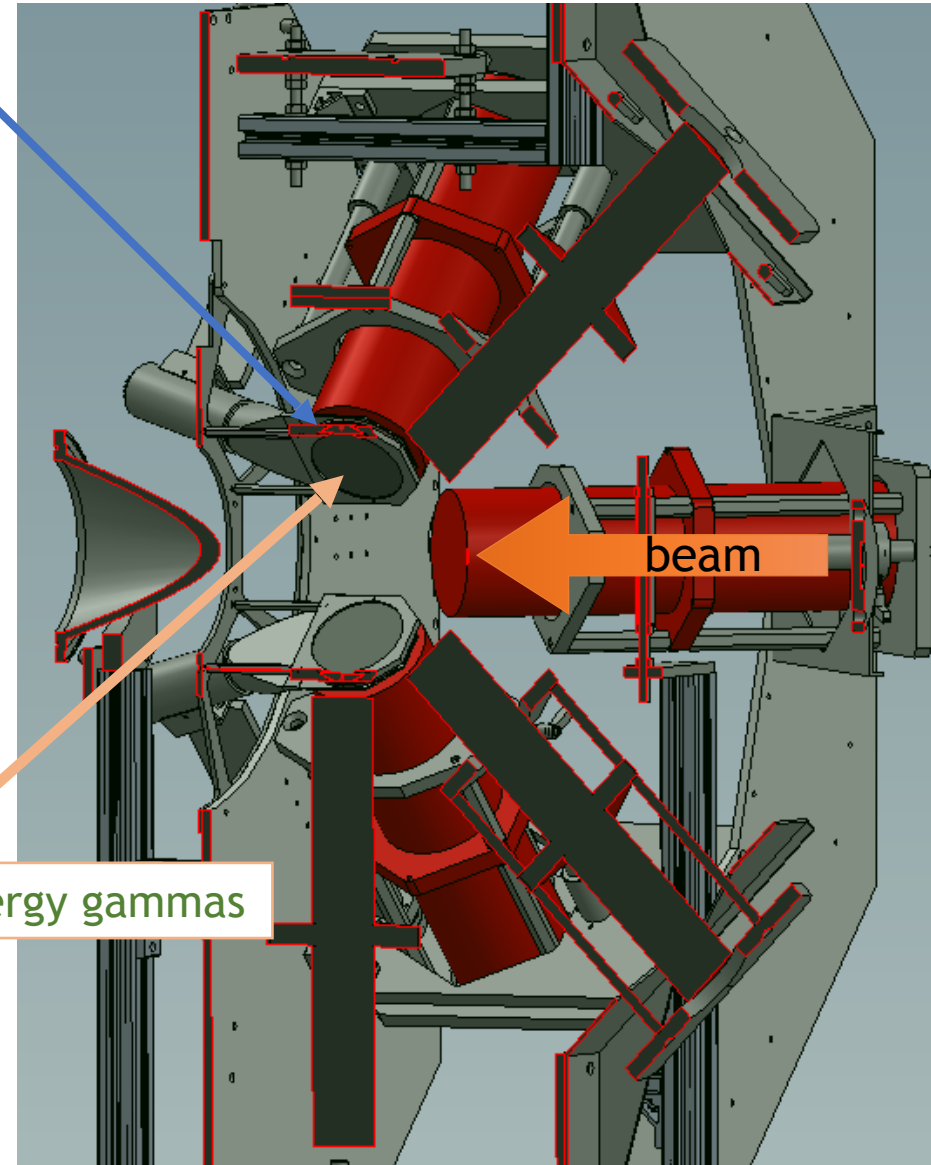
Gamma ray detector array

Scylla

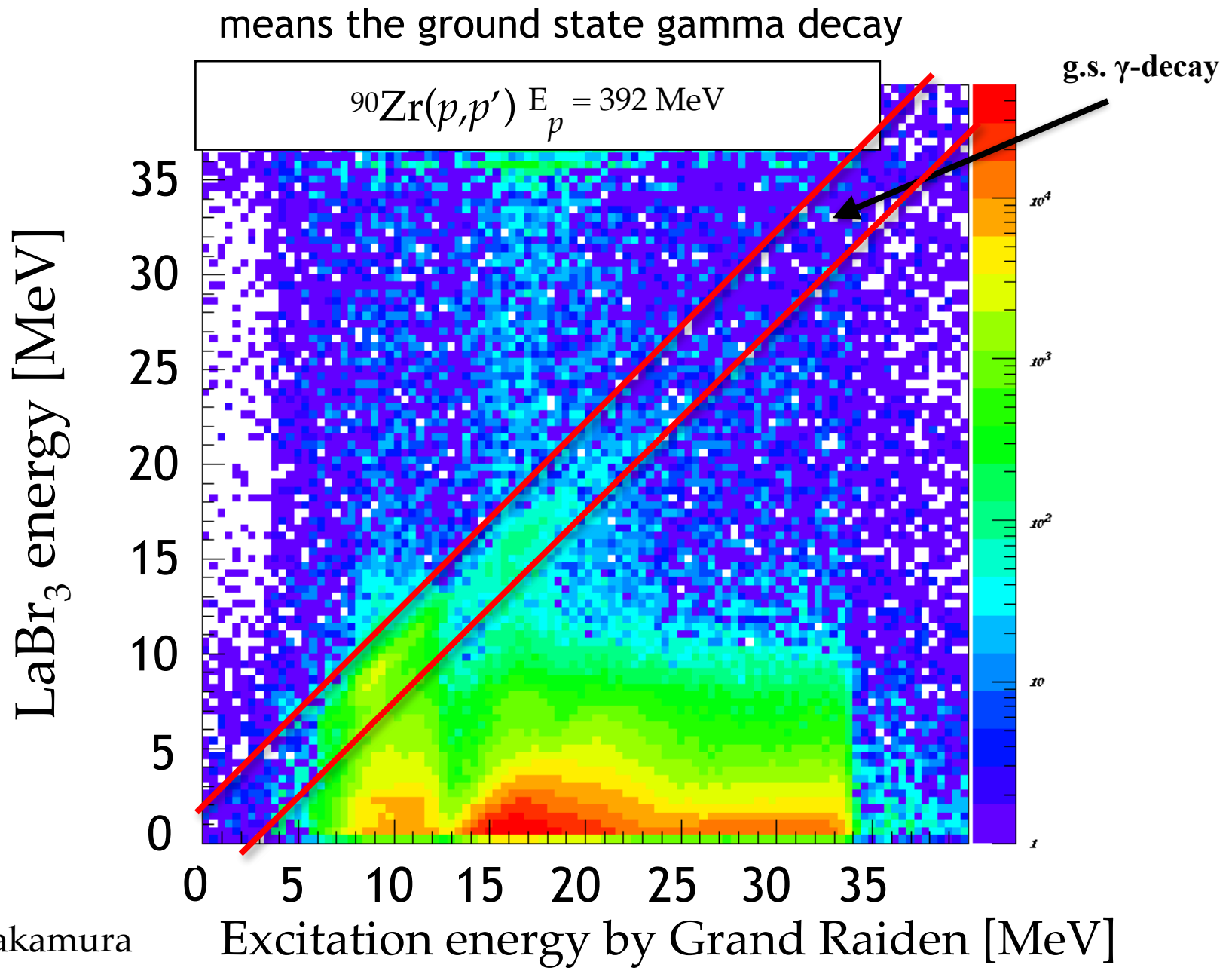
Plastic (2mm^t) for charged particle veto

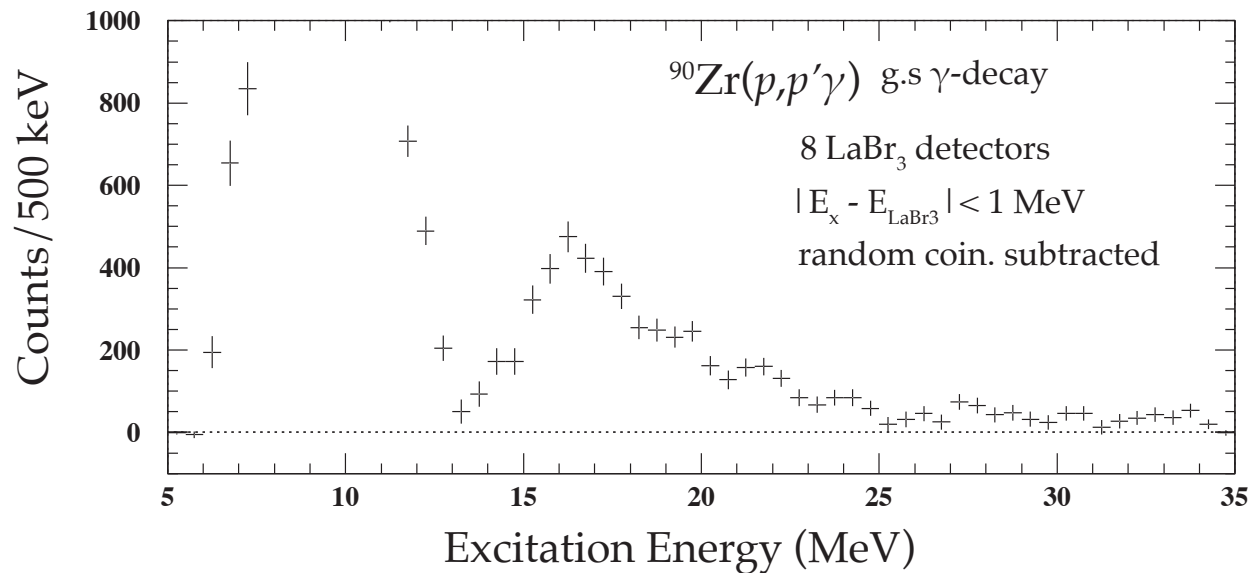
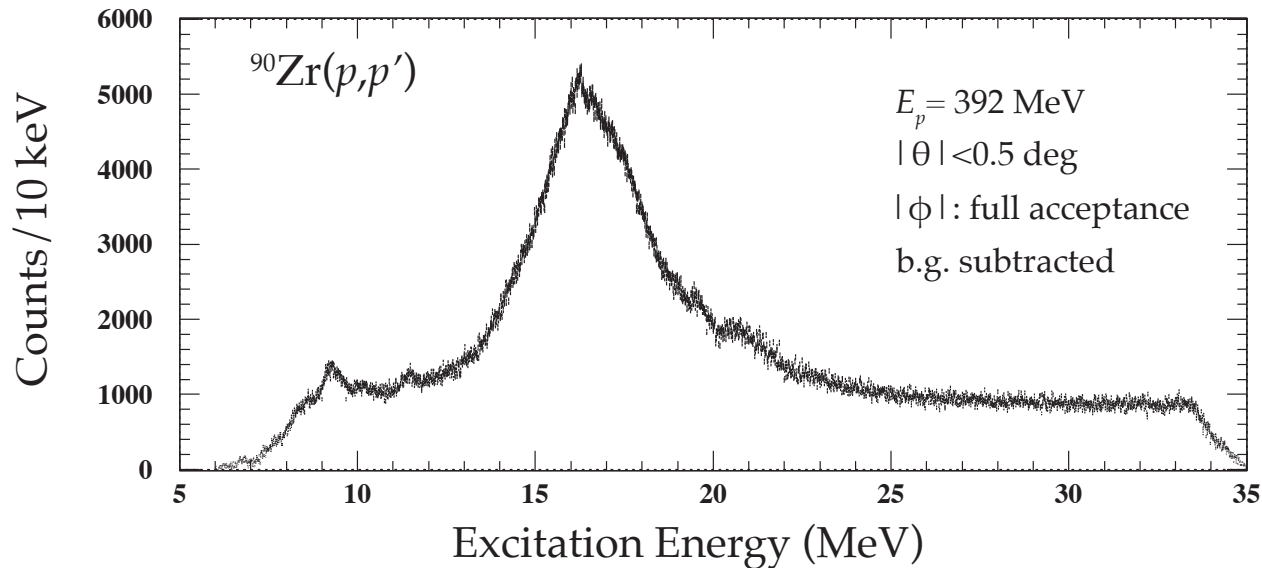
Total Number of detectors	8
Detectors at 90°	4
Detectors at 135°	4
Distance from target	135 mm
Solid angle	20% of 4pi
Efficiency @ 15MeV	

Pb(2mm^t) and Cu(4mm^t) absorber for low energy gammas



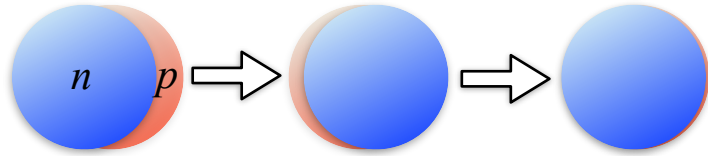
Coincidence matrix of Grand Raiden and LaBr3





g.s. γ -decay was clearly measured covering fully the IVGDR

励起エネルギーの関数として幅: Γ_{bin}



IVGDRの減衰

基底状態への γ 崩壊は、クーロン励起の逆過程である。

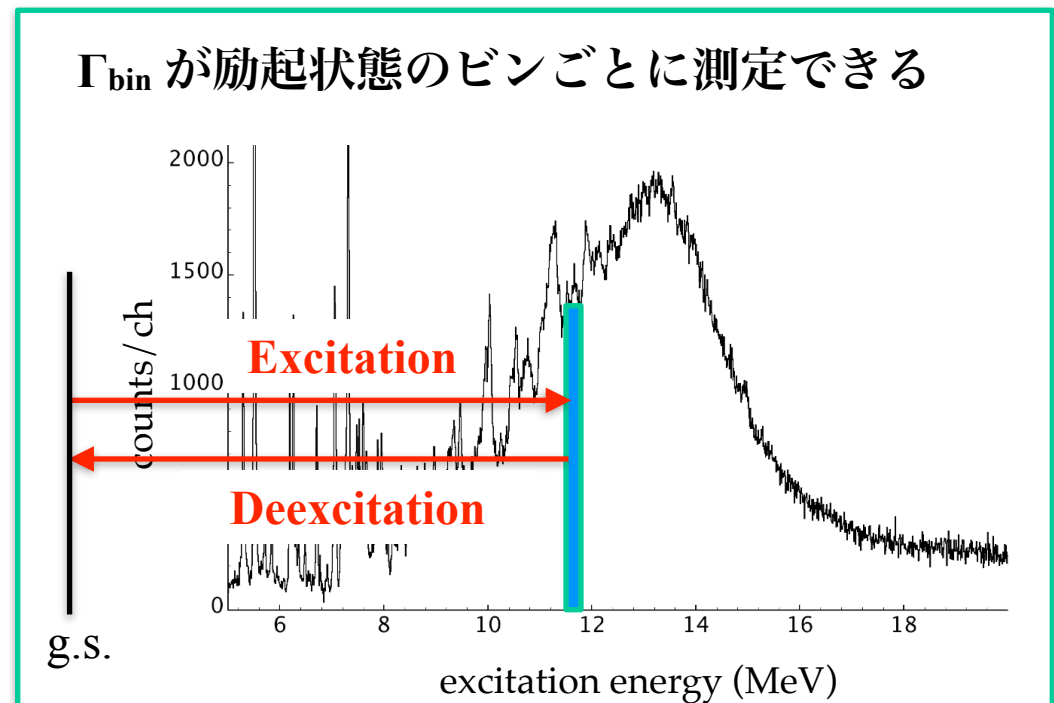
$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_x}$ by クーロン励起

- $B(E1)\uparrow$
- $B(E1)\downarrow$ (微細平衡)
- Γ_{γ_0}

γ 崩壊同時測定

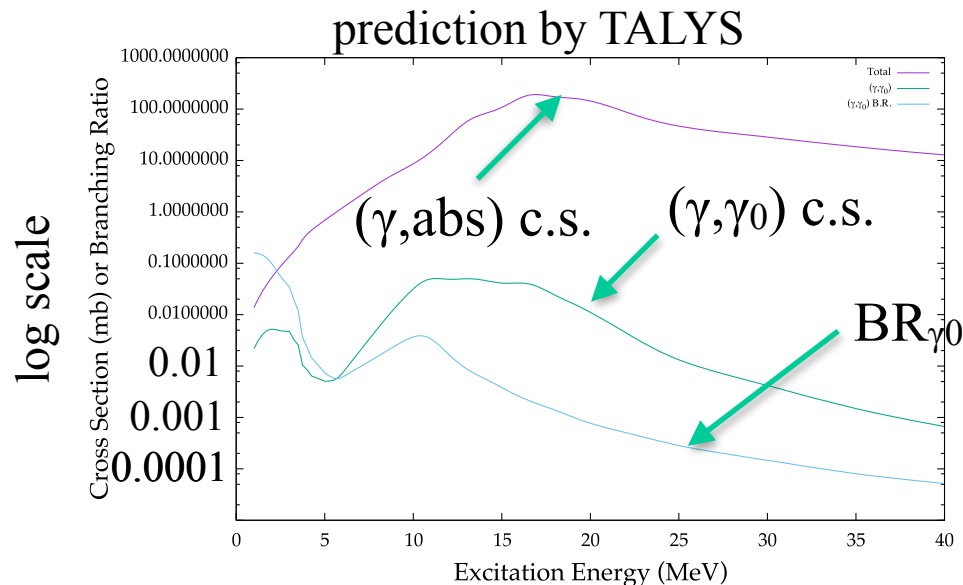
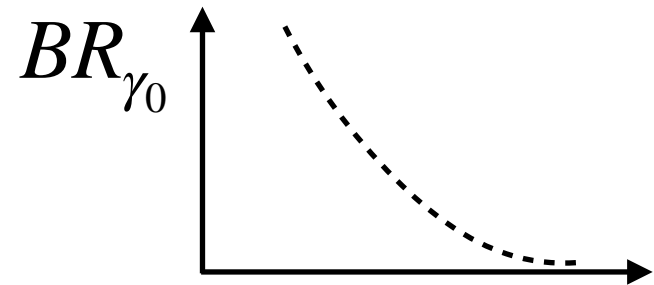
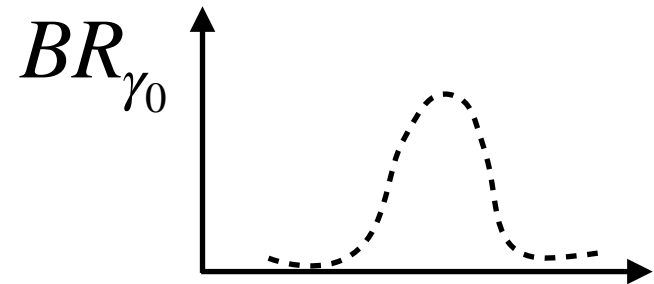
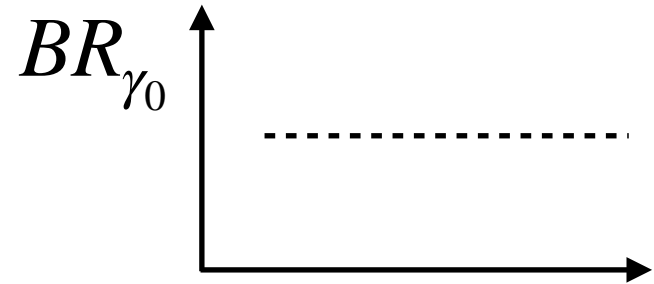
→ 分岐比
$$b_{\gamma_0} = \frac{\Gamma_{\gamma_0}}{\Gamma_{\text{bin}}}$$

→ $\Gamma_{\text{bin}}(\text{Ex})$ can be determined.



基底状態へのガンマ分岐 BR_{γ_0} の形状は？

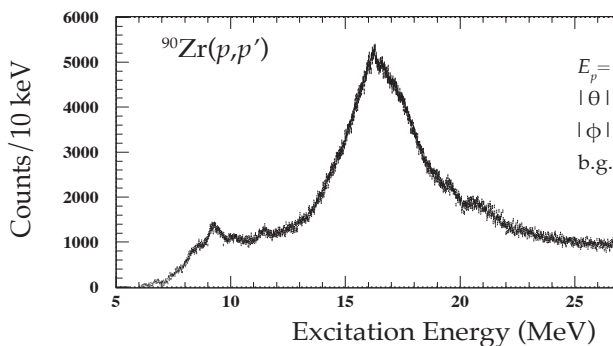
1. If we consider GDR a single state, it would have a constant BR_{γ_0}
2. If the excitation c.s. is larger, decay rate is higher. Thus it would have a shape similar to IVGDR.
3. At higher E_x , neutron decay quickly dominates. Thus it would decrease quickly as a function of E_x .



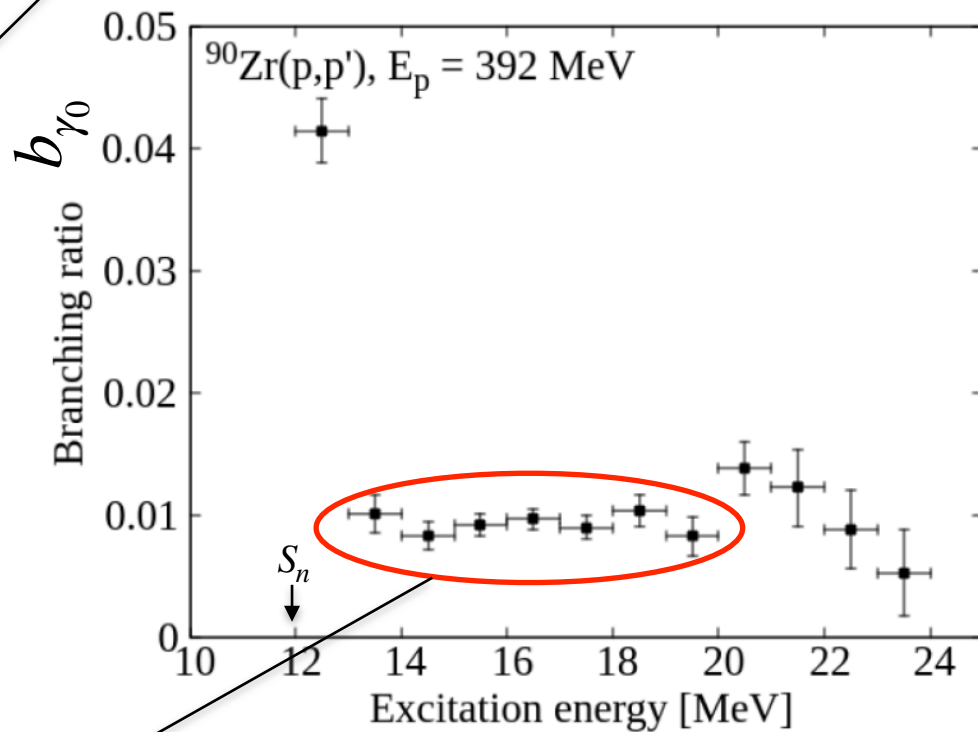
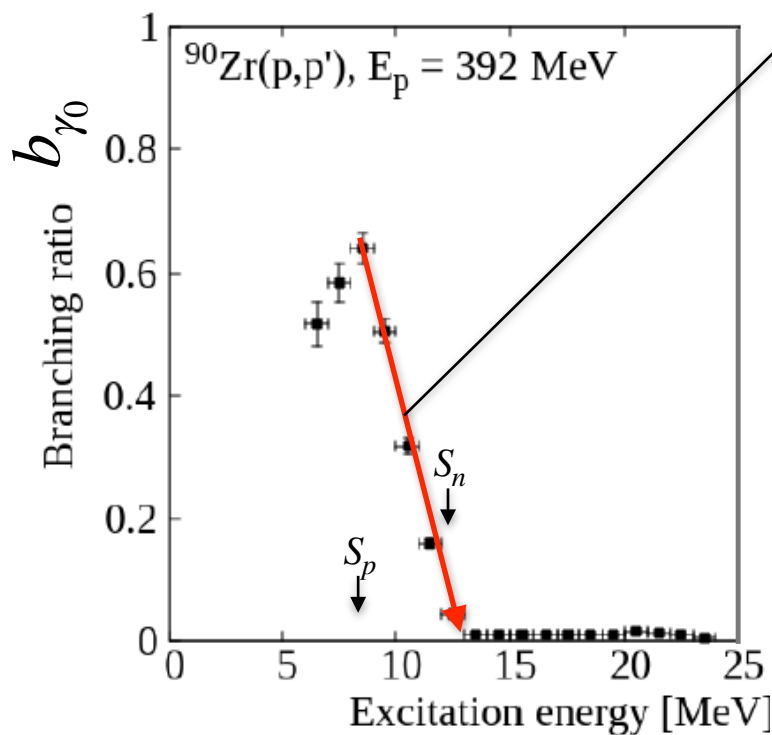
実験結果

基底状態 γ 崩壊分岐比

Preliminary



Drop due to increase of cascade γ -decays and the opening of proton decay

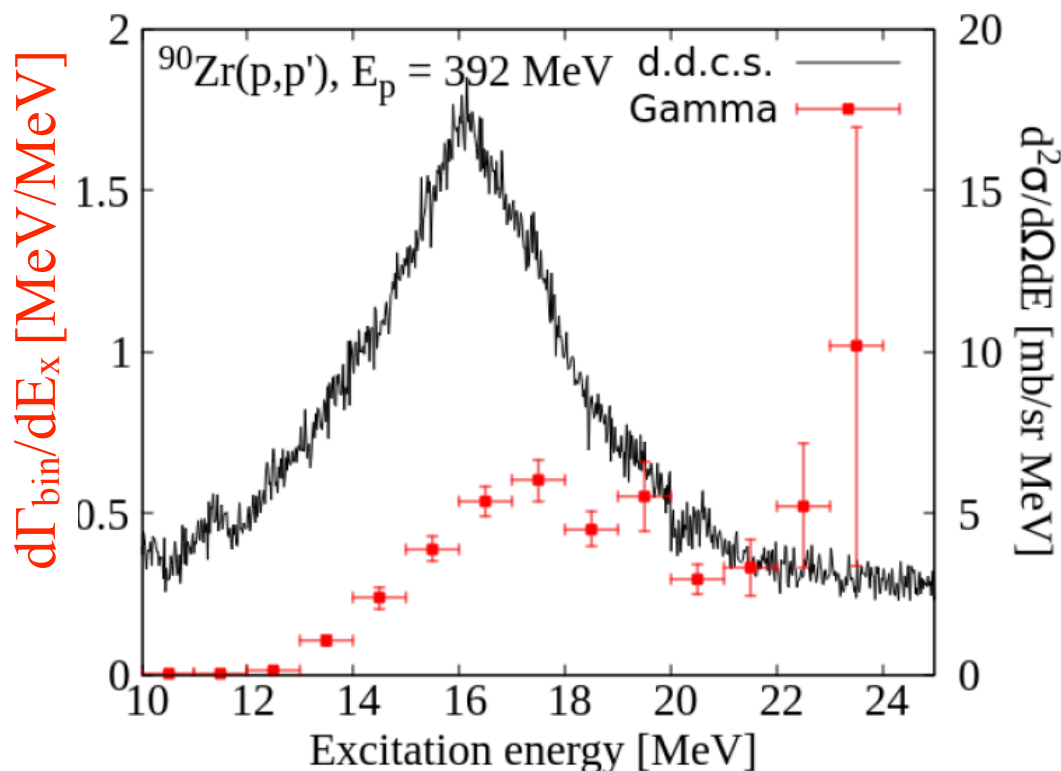


The observed g.s. γ -decay branching ratio is nearly constant in the IVGDR region.

E_x dependence of Γ_{bin}

Preliminary

$$\frac{d\Gamma_{\text{bin}}}{dE_x} = \frac{1}{b_{\gamma_0}} \frac{d\Gamma_{\gamma_0}}{dE_x} \quad \frac{d\Gamma_{\gamma_0}}{dE_x} = \frac{16\pi}{9} \left(\frac{E_x}{\hbar c} \right)^3 \frac{2J_0 + 1}{2J_x + 1} \frac{dB(E1)}{dE_x} \uparrow$$



The observed $d\Gamma_{\text{bin}}/dE_x$ increases with E_x in the IVGDR region.

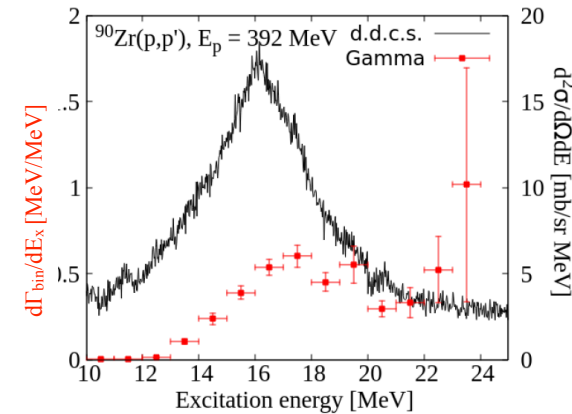
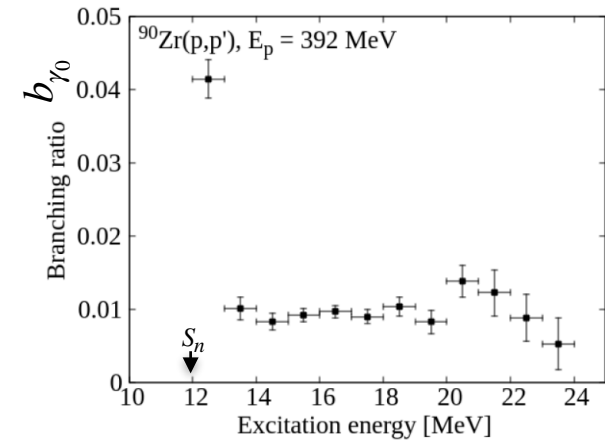
どう解釈できるのか？

Physical Interpretations (open for discussions)

Why $b_{\gamma 0}$ is nearly flat in the IVGDR region?

The underlying physical reason is unclear yet.

The IVGDR in ^{208}Pb also seems to have nearly a flat b.r.

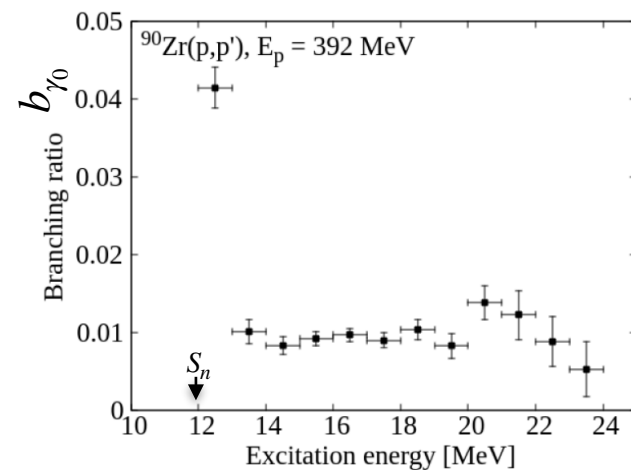


Physical Interpretations (open for discussions)

Why $b_{\gamma 0}$ is nearly flat in the IVGDR region?

The underlying physical reason is unclear yet.

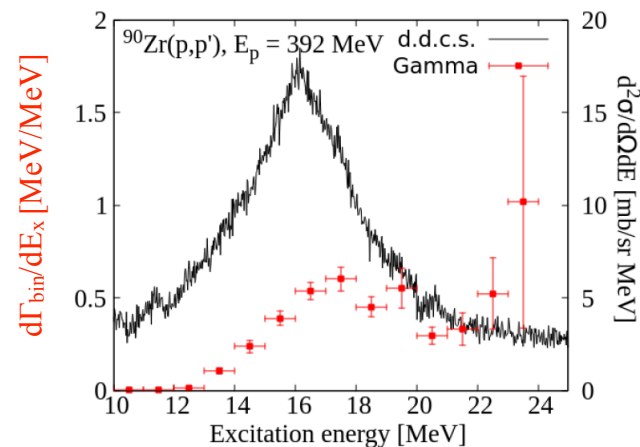
The IVGDR in ^{208}Pb also seems to have nearly a flat b.r.



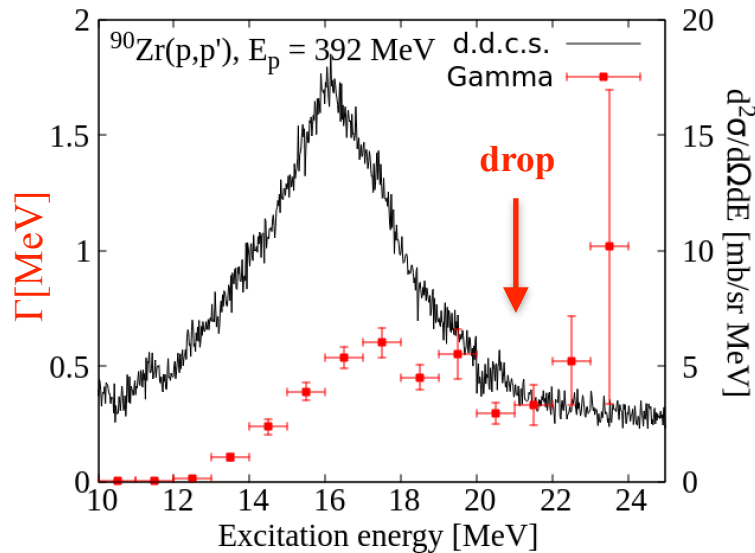
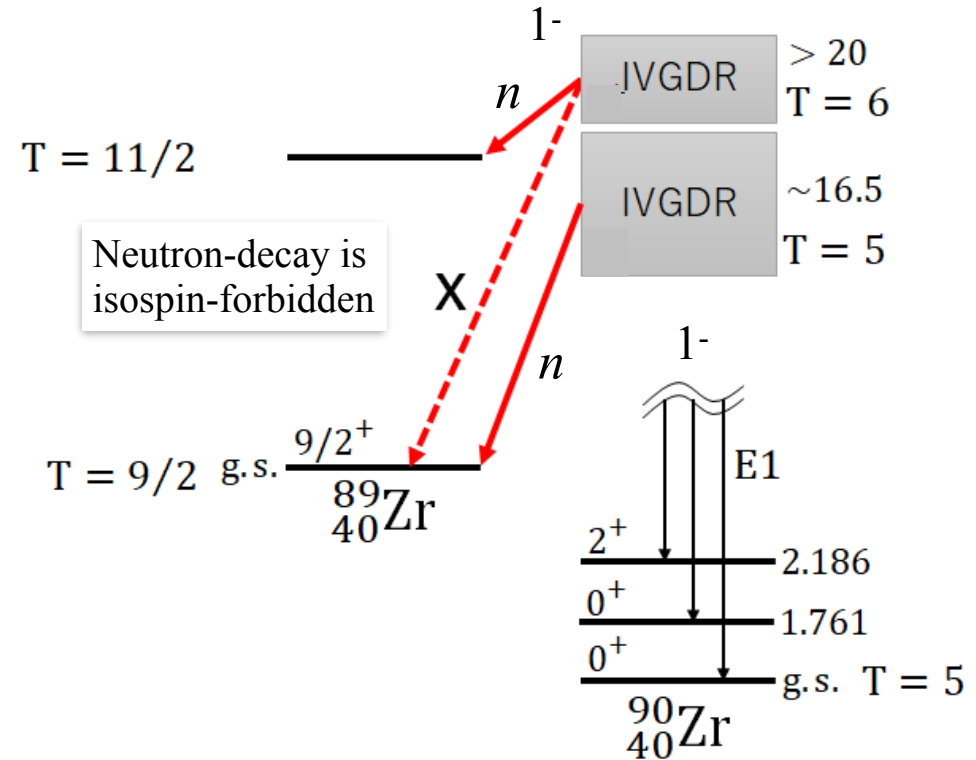
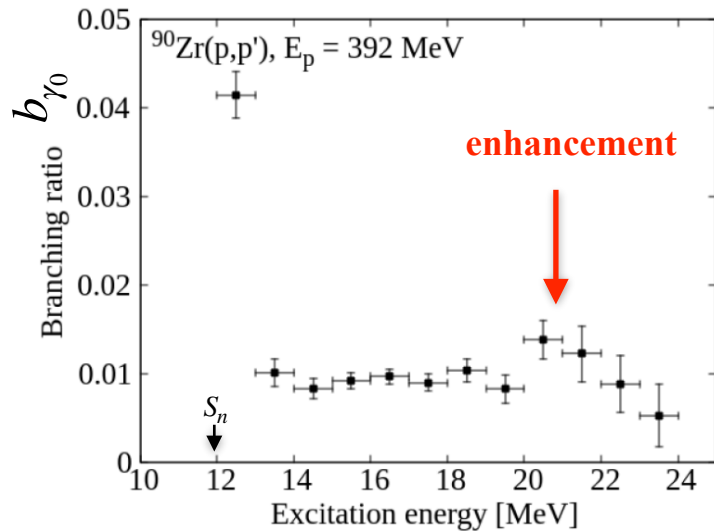
Why Γ_{bin} increases as E_x increases?

Probably due to the increase of the particle decay width and of the spreading width.

Γ_{bin} sums up more-or-less to the resonance width Γ .



Effect of the Isospin Upper IVGDR *Preliminary*



Ex is consistent with the work by $^{89}\text{Zr}(p,\gamma)$

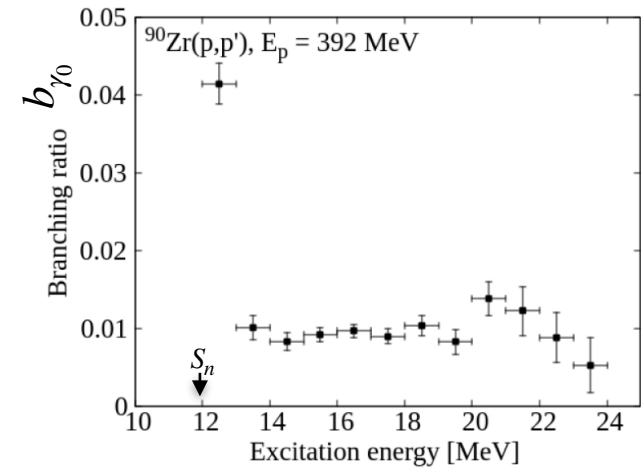
S. Nakamura, master thesis

Physical Interpretations (open for discussions)

Why $b_{\gamma 0}$ is nearly flat in the IVGDR region?

The underlying physical reason is unclear yet.

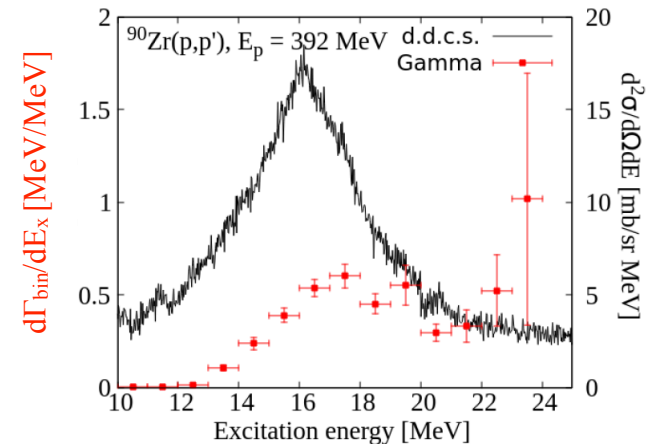
The IVGDR in ^{208}Pb also seems to have nearly a flat b.r.



Why Γ_{bin} increases as E_x increases?

Probably due to the increase of the particle decay width and of the spreading width.

Γ_{bin} sums up more-or-less to the resonance width Γ .



Further study for different nuclei and for the other decay channels in the PANDORA project and in other dedicated experiments.

IX まとめ

まとめ

レポート

講義の内容の中で特に興味を持った内容について、A4 2枚くらいで深めて記述してください。

まとめ

核物理研究センターでのスペクトロメータを用いた陽子散乱実験を中心に、そこから引き出される物理的結果を紹介しました。

分極率、状態方程式、光核反応、トロイダル励起、n-pスピン相関、共鳴の減衰、...

安定核の精密実験から基礎的な情報の決定や新しい励起状態の発見など、原子核物理学とその応用研究を紹介できたと思います。

結論や解釈がはっきりしない実験もあります。

今回紹介した研究は核物理研究センターで行われている実験研究のごく一部です。研究会・会議などで発表を見る機会があればどんな研究をしているのであろう？と興味を持ってもらえれば幸いです。

まとめ

また、多少異なる分野で研究を進めていたとしても、物理は共通ですので、いろんなところで研究の接点が出てきます。そのようなときに興味を持って、議論、共同研究などを進められればとても嬉しいです。

核物理研究センターへも実験、研究会、共同研究などでなどでぜひ起こしてください。歓迎します。

どうもありがとうございました。