

タンデム領域の核物理

1969 年 9 月

日本原子力研究所

Japan Atomic Energy Research Institute

日本原子力研究所は、研究成果、調査結果などを JAERI レポートとして、つぎの4種に分けそれぞれの通し番号を付し、不定期に刊行しております。

- | | | |
|---------|--------------------------------|-------------|
| 1. 研究報告 | まとまった研究の成果あるいはその一部における重要な結果の報告 | JAERI 1001- |
| 2. 調査報告 | 総説・展望・調査の結果などをまとめたもの | JAERI 4001- |
| 3. 年報 | 研究・開発その他の活動状況などの報告 | JAERI 5001- |
| 4. 資料 | 施設の概要や手引きなど | JAERI 6001- |

このうち既刊分については「JAERI レポート一覧」にタイトル・要旨をまとめて掲載し、また新刊レポートは「研究成果要旨集」(隔月刊)で逐次紹介しています。

これらのリスト・研究報告書の入手および複写・翻訳などのご要求は、日本原子力研究所技術情報部(茨城県那珂郡東海村)に申しこんでください。

Japan Atomic Energy Research Institute publishes the nonperiodical reports with the following classification numbers:

1. JAERI 1001- Research reports
2. JAERI 4001- Survey reports and reviews
3. JAERI 5001- Annual reports
4. JAERI 6001- Manuals etc.

Requests for the above publications, and reproduction and translation should be addressed to Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan

タンデム領域の核物理

要 旨

タンデム型加速器のエネルギー領域についての研究会が、昭和43年12月19日から21日まで、日本原子力研究所東海研究所で開催された。

研究会には、原研内外の研究者約80名が参加し、次の6つのセッションについて討論がおこなわれた。

- (1) タンデム加速器の現状
- (2) タンデム加速器を用いた二、三の研究
- (3) 光学模型
- (4) 核子移行反応
- (5) アイソバリック・アナログ・ステイト
- (6) 複合核反応

本報告書は、研究会に発表された32篇の講演をまとめたものである。

1969年4月

研究会世話人 河合光路(東工大), 丸山倫夫, 菊池士郎

編集者 丸山倫夫, 菊池士郎

Nuclear Physics in Energy Region of Tandem Accelerators

Abstract

A conference on the nuclear physics in the energy region of tandem accelerators was held at the Tokai Research Establishment of the JAERI, for three days from December 19 to 21, 1968.

In the conference, about eighty physicists of the JAERI and of other institutes participated, and the following six sessions were held.

- Session 1. Present status of Tandem Accelerators
- Session 2. Some Topics on Nuclear Physics Using Tandem Accelerators
- Session 3. Optical Model
- Session 4. Nuclear Transfer Reactions
- Session 5. Isobaric Analogue State
- Session 6. Compound Nuclear Reactions

This report is a collection of thirty-two papers presented.

April 1969

The Conference Organizing Committee: MITSUJI KAWAI, MICHIO MARUYAMA, and SHIROH KIKUCHI

Editors: MICHIO MARUYAMA and SHIROH KIKUCHI
Tokai Research Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute

目 次

第1部 タンデム加速器の現状	(座長 山部昌太郎)	
1. タンデム加速器について	塚田 甲子男	1
2. 京大タンデム加速器の現状	武藤 二郎	6
3. ビーム・トランスポート系のコントロールについて	隈部 功	7
4. タンデム加速器と荷電変換	俵 博之	11
5. 東大タンデム加速器の現状	高橋 令幸	18
第2部 タンデム加速器を用いた二、三の研究	(座長 松田一久)	
1. ハイデルベルクのタンデムによる核物理	野村 享	19
2. 重イオンによる核子移行反応の解析	冠 哲夫	25
3. $1s0d$ 殻核の殻模型による研究	有馬 朗人	30
4. Rutgers での研究	小方 寛	36
第3部 光学模型	(座長 田中 一)	
1. 光学模型について	河合 光路	39
2. チャンネル結合法による $^{12}\text{C}(p, p)^{12}\text{C}$ 反応の解析	御子柴修・谷藤 惇・寺沢徳雄	49
3. 複合粒子の光学ポテンシャル	原田 吉之助	52
4. 重陽子の光学ポテンシャル	古川比南子・河合光路	57
5. 偏極中性子の depolarization の実験結果とスピン-スピン相互作用	鹿取 謙二	62
第4部 核子移行反応	(座長 佐治淑夫・坂井光夫)	
1. 二核子移行反応	宇田川 猛	67
2. 二核子移行反応における核内からの寄与	久保 謙一	72
3. $(^3\text{He}, p)$ 反応	松田 一久	78
4. 軽い核の $(^3\text{He}, p)$ 反応とアイソスピン・ペアリング集団励起	高橋令幸・岩崎与世夫	83
5. $(^3\text{He}, d)$ 反応による ^{141}Pr , ^{143}Pm および ^{117}In の核構造	石松 敏之	88
6. 質量数 $90 \leq A \leq 140$ の原子核内における陽子-中性子有効相互作用	八木 浩輔	92
7. Sudden 近似による核子移行反応	谷藤 惇・野矢 弘	96
第5部 アイソバリック・アナログ・ステイト	(座長 石松敏之・寺沢徳雄)	
1. 種々の核反応におけるアイソバリック・スピンの効果	武谷 汎	101
2. (p, f) 殻のコンフィギュレーション・ステイト	小田 健司	113
3. アイソバリック・アナログ・ステイトのスピン反転確率	鹿取 謙二	115
4. アイソバリック・アナログ・ステイトからの M1 遷移と $G-T$ β -遷移	坂井光夫・R. BERTINI・C. GEHRINGER	116
5. アイソバリック・アナログ・ステイトからの γ 崩壊と β 崩壊	藤田 純一	120
6. $^{77}\text{Se}(p, p)$ におけるアナログ・レゾナンス	加藤 静吾	123
7. $^{24}\text{Mg}(d, p)^{25}\text{Mg}$ による中間共鳴構造	李 相茂	126
第6部 複合核反応	(座長 宇田川 猛)	
1. 原子核のリラクゼーションと物性の類似	柳文 琢治	131
2. ブロッキング効果を利用した核反応時間の測定	丸山倫夫・塚田甲子男・小沢国夫 藤本文範・小牧研一郎・万波通彦・桜井照夫	141
3. 軽い核における α -準位	滝本 清彦	
4. 光核反応の逆過程	田中英二	146
結 語	田中 一	150

Contents

Part 1 Present Status of Tandem Accelerators	(Chairman: SHOTARO YAMABE)	
1. Topics on the Tandem Accelerator	KINEO TSUKADA.....	1
2. On the Kyoto-University Tandem Van de Graaff	JIRO MUTO.....	6
3. Control of Beam Transport System	ISAO KUMABE.....	7
4. Charge Exchange Studies of Tandem Accelerators	HIROYUKI TAWARA.....	11
5. The University of Tokyo Tandem Machine	NORIYUKI TAKAHASHI and Tandem Group, University of Tokyo.....	18
Part 2 Some Topics on Nuclear Physics Using Tandem Accelerator	(Chairman: KAZUHISA MATSUDA)	
1. Nuclear Physics Using the Tandem Accelerator in Heidelberg	TORU NOMURA.....	19
2. Analysis of the Heavy-Ion Induced Transfer Reactions	TETSUO KAMMURI.....	25
3. Structure of <i>s d</i> -Shell Nuclei	AKITO ARIMA.....	30
4. Experimental Researches at Rutgers	HIROSHI OGATA.....	36
Part 3 Optical Model	(Chairman: HAJIME TANAKA)	
1. Topics in Optical Model of Nuclear Reactions	MITSUJI KAWAI.....	39
2. Coupled Channel Calculation for the Elastic Proton Scattering by ¹² C	OSAMU MIKOSHIBA, MAKOTO TANIFUJI and TOKUO TERASAWA.....	49
3. Note on the Optical Potentials for Composite Particles	KICHINOSUKE HARADA.....	52
4. A Comment on the Deuteron Optical Potential	HINAKO FURUKAWA and MITSUJI KAWAI.....	57
5. Neutron Depolarization in the Elastic Scattering and the Spin-Spin Interaction	KENJI KATORI.....	62
Part 4 Nuclear Transfer Reactions	(Chairmen: YOSHIO SAJI and MITSUO SAKAI)	
1. Two Nucleon Transfer Reaction	TAKESHI UDAGAWA.....	67
2. Properties of the Product of Initial and Final Distorted Waves in (t, p) Reaction	KEN-ICHI KUBO.....	72
3. On (³ He, p) Reactions	KAZUHISA MATSUDA.....	78
4. The (³ He, p) Reactions on Light Nuclei and the Isospin Pairing Collective Excitations	NORIYUKI TAKAHASHI and YOSEO IWASAKI.....	83
5. The Structures of ¹⁴¹ Pr, ¹⁴³ Pm, and ¹¹⁷ In by (³ He, d) Reactions	TOSHIYUKI ISHIMATSU.....	88
6. Effective Proton-Neutron Interactions in the Nuclei of 90 ≤ A ≤ 140	KOHSUKE YAGI.....	92
7. Remarks on One-Nucleon-Transfer Reactions by the Sudden Approximation	MAKOTO TANIFUJI and HIROSHI NOYA.....	96
Part 5 Isobaric Analogue State	(Chairmen: TOSHIYUKI ISHIMATSU and TOKUO TERASAWA)	
1. Isobaric Spin Effects in Nuclear Reactions	HIROSHI TAKETANI.....	101
2. Configuration States in (<i>f</i> , <i>p</i>) Shells	KENJI ODA.....	113
3. The Spin Flip Probability at the Isobaric Analogue Resonance	TAKESHI KATORI.....	115
4. M1 Transitions from Isobaric Analogue State and <i>G-T</i> Beta Transitions	MITSUO SAKAI, R. BERTINI and C. GEHRINGER.....	116
5. Gamma Decays of Isobaric Analogue States and Beta Decays	JUN-ICHI FUJITA.....	120
6. Analogue Resonance in the ⁷⁷ Se(p, p) Reaction	SEIGO KATO.....	123
7. Intermediate Structure in the ²⁴ Mg(d, p) ²⁵ Mg Reaction	SAN-MOO LEE.....	126
Part 6 Compound Nuclear Reactions	(Chairman: TAKESHI UDAGAWA)	
1. Nuclear Relaxation and Its Analogy in the Properties of Bulk Material	TAKUJI YANABU.....	131

2. Reaction Time Measurement by Using Blocking Effects in Single Crystals	
MICHIO MARUYAMA, KINEO TSUKADA, KUNIO OZAWA,	
FUMINORI FUJIMOTO, KEN-ICHIRO KOMAKI, MICHIIKO MANNAMI and TERUO SAKURAI.....	141
3. α -States in Light Nuclei	KIYOHICO TAKIMOTO.....
4. Inverse Photonuclear Reaction	EIJI TANAKA..... 146
Concluding Remarks	HAJIME TANAKA..... 150

第 1 部

タンデム加速器の現状

(座長：山部昌太郎)

Part 1

Present Status of Tandem Accelerators

(Chairman : SHŌTARŌ YAMABE)

1. タンデム加速器について

原 研 塚 田 甲 子 男

1. Topics on the Tandem Accelerator

KINEO TSUKADA

JAERI

Recent development of the large tandem accelerator and prospective researches on the heavy ion reactions are described together with plans of some tandem laboratories including JAERI's.

1. タンデム領域とタンデム加速器

1.1 タンデム領域

タンデム加速器を使う研究の対象となる領域がタンデム領域であるが、エネルギー範囲としては数 MeV より原子核のクーロン障壁を多少越えるまでの範囲である。タンデム加速器の特長である高いエネルギー分解能をもつイオン・ビーム、あるいは偏極イオン・ビームで精密実験をおこない、核構造、あるいは核反応機構をより精密に解明しようという意図の下に研究をおこなう領域である。しかし、タンデム加速器の最近の大型化、加速器技術の進歩により重イオン加速の領域が広がり、現在開発中の大型タンデムでは、特にこれが研究の主領域となろう。これによって、低エネルギー核物理の研究は、この領域で大きく前進することが期待される。重イオン加速が原子核の解明に重要なのは、

- a) 重イオン反応によって安定領域から大きくはずれた中性子欠損核および超重核をつくることができる。
- b) 核内に多量の角運動量を持ち込むことができる。
- c) 入射重イオンによるクーロン励起、あるいはクーロン核分裂の場合のように、核力によって起る反応と核の静電場によって起る反応とを明確に識別させる。
- d) 入射重イオンの核内での平均自由行程が短いため、核反応が核の表面に限定されやすい。

しかし、重イオン加速は多くの技術的制約をうけ、また、重イオン反応では多くのチャンネルが開かれ、収量

も少いため実験が難しく、大きな投資を必要とする。

重イオン反応の領域は、すでにライナックやサイクロトロンによっても開発されつつあるが、大型タンデムの出現によってウランまでも含む重イオン加速、高いエネルギー分解能、および良質なビームが得られるようになり、研究はこの数年の間に大きく前進するであろう。

1.2 タンデム加速器の進歩と最近の大型化

1.2.1 タンデム加速器の進歩

ALVAREZ (1951) によってタンデム加速器の原理が revival され、HARB らの努力によって大きなスケールの加速器が可能となり、ついで Van de Graaff の指揮でハイボルテージ社(HVEC)により Chalk River に 10 MeV タンデム (EN 型) がつくられた (1958)。現在世界中には約 50 台のタンデム加速器 (運転中、および建設中)

TABLE 1 HVEC tandem accelerators

型	端子電圧 (MV)	電圧安定度 (kV)	陽子加速エネルギー範囲 (MeV)	陽子ビーム強度 (分析後) ($\mu\text{A} : \text{MeV}$)	ビーム直径 (mm)	製作台数 (1968 現在)
EN	1.5~6	± 1	3~12	3 μA at 3MeV 8 3 12	3 ϕ	25
FN	2~7.5	± 1	4~15	4 4 8 10 4 15 (18.9) $\dagger\dagger$	10 ϕ	13
MP	3~10 (15) \dagger	± 1	6~20	15 6~12 25 12~15 10 15~20	5 \times 10	9
XTU*	3~16 (20)**	± 1.5	6~32	5 6~12 10 12~15 5 15~32	—	製作中

* TU 型の前段階。TU 型には新型の injector, solid state stripper および重イオン用電圧安定化装置がとりつけられる予定。

** 設計目標値。

\dagger SF₆ 使用, 無負荷時。

$\dagger\dagger$ LASL でのテスト。

TABLE 2 Negative ion beams obtained using the diode(*), duoplasmatron (**), and radio frequency (***) ion sources. (refs. 1 and 2)

負イオン	イオン源	イオン電流
H ⁻	ダイオード*	600 μ A
He ⁻	DP**	3.1 μ A
Li ⁻	ダイオード	detected
B ⁻	RF***	<1 μ A
C ⁻	RF	4 μ A
(NH ₄) ⁻	RF	—
N ⁻	DP	—
O ⁻	RF	25 μ A
O ⁻	ダイオード	20 μ A
F ⁻	RF	25 μ A
Si ⁻	RF	2-3 μ A
Cl ⁻	RF	25 μ A
Cl ⁻	ダイオード	50 μ A
Br ⁻	RF	10 μ A
Br ⁻	ダイオード	50 μ A
I ⁻	RF	2-3 μ A
I ⁻	ダイオード	30 μ A
Bi ⁻	ダイオード	0.2 μ A
TaF ₆ ⁻	ダイオード	1 μ A
U ⁻	DP	—
UF ₆ ⁻	ダイオード	1 μ A

ものを含む)があるが、大部分が HVEC の製品である。稼動中の最大のものは MP 型で、1 台目は Yale 大学 (1966) のものである。これは端子電圧 10 MV である。開発中のものでは TU (Trans Uranium) 型が最大で、端子電圧 16 MV (設計目標 20 MV) である。TABLE 1 に

HVEC タンデム加速器の主な性能を、TABLE 2 にイオン源から得られる負イオン電流の例^{12,23)}を、また TABLE 3 に負イオンから陽イオンに変換する電荷ストリッパーの効率の例¹⁾を示す。重イオン加速の1つの記録としては、200 MeV 130 pA の U イオン (U⁴⁰⁺ まで) が得られている (1966)。

1.2.2 大型タンデム施設

現在建設中の Brookhaven 国立研究所のものが最大である。これは2台の MP 型を直列につないだ3段タンデム加速器で、1965年に建設が始まり、1970年に定常運転が始まる予定である。

TU 型を使用する計画で最大のものは、米国 HILAB 計画である。Fig.1 および Fig.2 に示すように³⁾、TU 型および MP 型を直列に結ぶ3段タンデム加速器で、負イオンを TU 側より加速し、MP の高圧端子におかれたターゲットをたたく。反応生成物は TU と反対側の MP のアース側に減速しながら取り出すか、あるいは高圧端子におかれたキャプセル内で反応を観測し、その検出器の出力シグナルをアース側に送信する。加速イオンの電荷のはぎとりは図のように3ヵ所でおこなう。予想されるイオン電流の例を Fig.3 に示す³⁾。図の上半分は TU および MP の3段加速の場合であり、下半分は TU 型タンデムのみ出力である。Fig.4 にクーロン障壁を越えて反応が可能な target-projectile phase space を示す³⁾。この HILAB 計画は ANL, BNL, MIT などの研究者と HVEC の協力によっておこなわれる。HVEC が TU と MP を賃貸し、その敷地内に研究所がつくられる予定で

TABLE 3

Percent populations of ¹²⁷I charge states as a function of energy after stripping in 10 μ g/cm² carbon foil or in 34 μ g/cm² oxygen gas,

ANDREWS *et al.* [1963] (ref. 1)

Beam energy	Stripper	7+	8+	9+	10+	11+	12+	13+	14+	15+	16+	17+	18+	19+	20+	21+	22+	23+	24+
11.7 MeV	C-foil	2	9	16	21	21	16	9	4										
12.0 MeV	O ₂ -gas	26	15	8	4	2	1	0.3											
16.9 MeV	C-foil		0.5	2	5	11	18	21	15	13	7	4	2	1	0.2				
17.4 MeV	O ₂ -gas		13	8	4	2	1	0.52	0.2	0.06	0.03	0.01	0.002						
38.3 MeV	C-foil								1	3	8	12	17	17	15	13	8	4	1
39.3 MeV	O ₂ -gas								6.4	3.5	1.7	1							

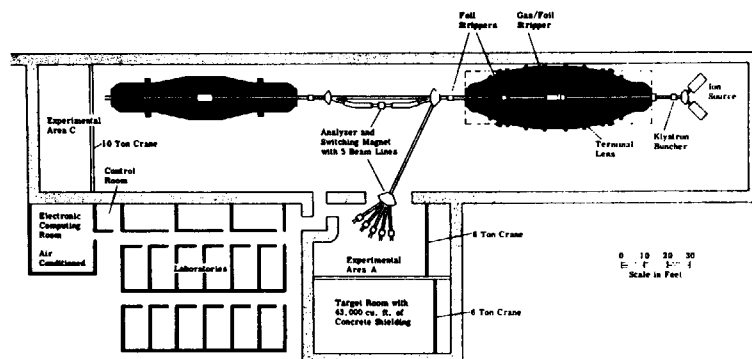


Fig. 1 A simplified plan view of the HILAB Accelerator. (ref. 3)

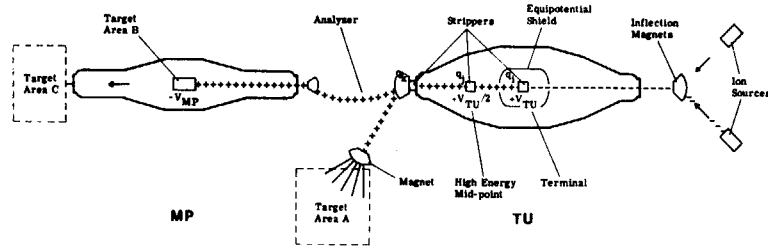


Fig. 2 Functional diagram of TU-MP Accelerator. (ref. 3)

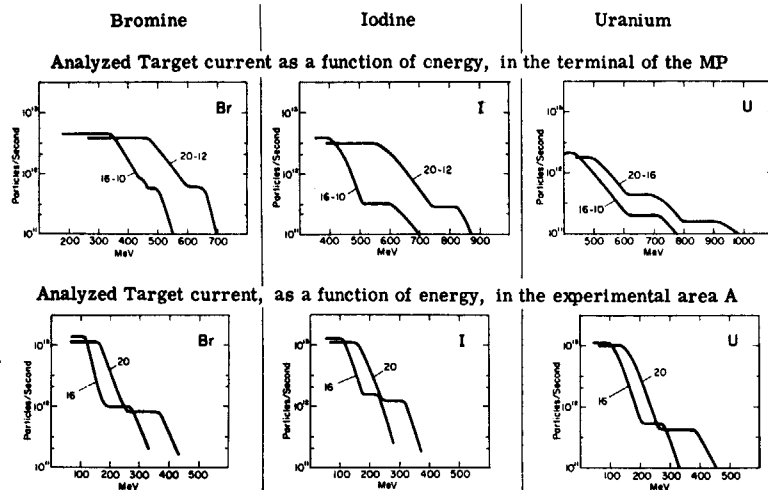


Fig. 3 Expected maximum intensity of analyzed Br, I and U beam at HILAB. (ref. 3)

Upper half: TU (16 MV)+MP (10 MV) or
 TU (20 MV)+MP (12 MV),
 Lower half: TU (16 MV) or TU (20 MV).

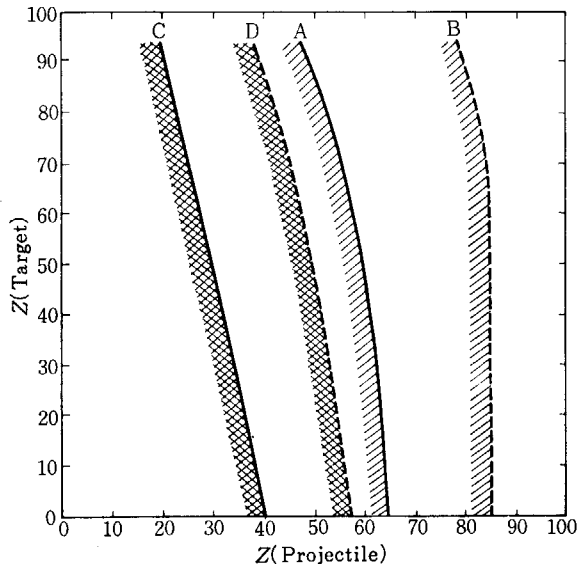


Fig. 4 The target-projectile phase space available for reactions above the Coulomb barrier. At the zone boundaries A, B, C and D in the figure, the projectile energies with 1% relative intensities are equal to E_{cb} . (ref. 3)

- A: TU (16 MV)+MP (10 MV), (gas+foil) charge strippers,
- B: TU (20 MV)+MP (12 MV), (foil+foil),
- C: TU (16 MV), (gas+foil),
- D: TU (20MV), (foil+foil).

である。運転開始予定は 1970 年。

この他、TU タンデム加速器建設の計画をもっている所は、ORNL, MIT, UC および英国 Manchester, Birmingham, Liverpool 大学連合などである。

1.2.3 大型タンデム加速器を使用する核物理の研究

a) 軽い荷電粒子による核反応

エネルギーが高くなるにつれて複合核反応の寄与が減って直接反応の寄与が大となり、反応の解析は容易になる。さしあたり考えられているのは、

Inelastic scattering による collective state の excitation と deformation parameter に関する研究、

One nucleon stripping or pick-up reaction による spectroscopic factor on parentage coefficient の測定, two nucleon stripping or pick-up reaction による nucleon pairing effect, (p-n) residual interaction, high isobaric spin state の研究など、

Elastic and inelastic scattering による isobaric analog state の研究、

Elastic scattering の optical model analysis, 偏極イオン・ビームによる spin-orbit potential の研究、

などである。本研究会においてもこの中のいくつかは話題としてとりあげられている。

b) 重イオン反応

まず考えられるのは中性子欠損核, あるいは超重元素の生成である. Fig. 5 に示した nuclear periodic table⁴⁾ の上で, 未開発の領域 3 の中性子欠損核の例として,

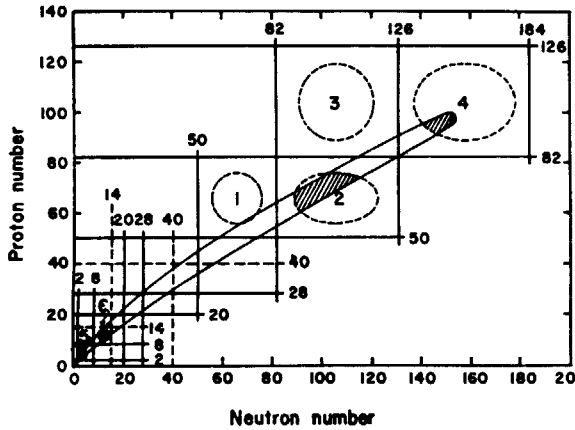
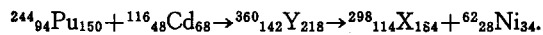


Fig. 5 A schematic representation of the nuclear periodic table showing the closed shells of neutrons (vertical solid lines) and protons (horizontal solid lines). The dashed vertical and horizontal lines represent semi-closed shells, which have an effect on regions of deformation. The thin banana-shaped curve approximately encloses nuclei that have been experimentally studied. Regions where nuclei have been experimentally observed to be deformed are indicated with cross hatching. Additional regions where it is reasonable to expect to find deformed nuclei are labeled 1 and 3. (ref. 4)

$^{79}\text{Br} + ^{133}\text{Cs} \rightarrow ^{208}\text{Th} + 4n$; $E_{\text{CB}} = 326 \text{ MeV}$, $E_{\text{max}\sigma} = 346 \text{ MeV}$

$^{107}\text{Ag} + ^{107}\text{Ag} \rightarrow ^{213}\text{Pu} + n$; $E_{\text{CB}} = 465 \text{ MeV}$, $E_{\text{max}\sigma} = 465 \text{ MeV}$.

doubly magic nuclei と考えられる超重核 $^{298}_{114}\text{X}_{184}$ を狙う反応の例として,



これらのような反応では, 複合核生成の Q 値として, $Q + E_{\text{CB}} \approx 0$

となることが望ましい. 実際大ざっぱな計算によると, このような条件が多くの場合に満たされるようである.

c) クーロン励起

クーロン励起は特に核の collective な性質を調べるのに有力な武器である. クーロン障壁よりわずかに低い入射エネルギーで, なるべく重い核を入射するのが有利である. たとえば, ^{208}Pb の 2.6 MeV collective 3⁻octupole state のクーロン励起断面積は, 20 MeV α 粒子では 0.5 mb 程度であるが, 350 MeV ^{79}Br イオンでは, 約 1000 倍大きくなる. また, 標的核が ^{238}U の場合, E_{CB} に等しいエネルギーの重イオンによる多重クーロン励起では, 入射イオンが ^{16}O および ^{238}U では most probable spin value がそれぞれ 3 および 28 となり, 大きな差を生じる.

d) クーロン核分裂

重イオンの静電場による核分裂は, 軽い入射粒子によるもの比べて saddle point 付近の energy deformation

curve を詳細にしらべるのに有効である. 核分裂のしきい値は Fig. 6 に見られるように⁵⁾ 核の変形度の差に非常に強く依存するであろう. 非常に重いイオンを入射して adiabatic に核を変形させると, 核は最低エネルギー状態に保たれたまま核分裂を起す.

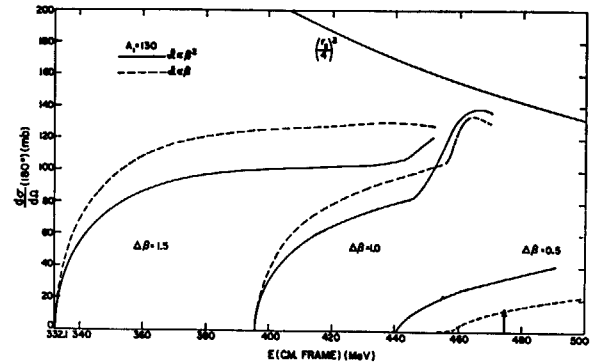


Fig. 6 Differential cross section on the center-of-mass system for fission, for A_1 (incident projectile mass) = 100. $(r_c/4)^2$ is the elastic Coulomb cross section at 180° , and is the maximum possible. The arrow indicates the point where the closest approach r_c equals to the range of nuclear force, assuming $r_0 = 1.4 \text{ fm}$ (ref. 5).

$$\Delta\beta = \beta_b - \beta_0$$

β_0 : equilibrium deformation,

β_b : deformation at the fission barrier,

$$I = I(\beta),$$

I : rotational moment of inertia.

2. 原研におけるタンデム計画

現在原研内部で考えられているタンデム計画は, 次のようなものである. しかし, まだ所外に予算要求が出されるまでに至っていないことを断わっておく.

2.1 研究内容

研究テーマを要約すると,

- 軽い荷電粒子および中性子による核反応核構造の研究. 特に, 中性子によるものは, 従来の中性子実験の延長で, 中性子エネルギー範囲の拡大, 偏極中性子による測定など.
- 重イオン反応によって中性子欠損核, および超ウラン元素を生成し, その核構造の研究をすること, および重イオン反応による核反応, 核構造, 核分裂機構などの研究.

以上の核物理のほか, 核分裂片相当の重イオン・ビームの照射による固体の損傷の基本的な機構, および粒子と結晶格子の相互作用にともなう物性の研究 (たとえば channeling 現象, 本研究会においてもこの現象を利用した核反応時間の測定についての報告がおこなわれる) が考えられている. また implantation による doping もまた興味のある問題であろう.

2.2 研究設備

以上のような研究のためTU型タンデム加速器を設置する。付属設備としては、データ処理施設, on-line mass spectrometer, electrostatic analyzer および hot laboratory が必要である。超ウラン元素の研究には、特にこれまで開発した核化学的方法を効果的に適用するための施設を整備する。

2.3 予算, タイム・スケジュール, 運営

予算は,

- | | |
|---------------------------|------|
| a) TU型タンデム加速器本体 | 21億円 |
| b) 加速器本体の付置設備, および研究用各種装置 | 13億円 |

c) 建家および付帯設備

7億円
計41億円

建設およびテストに要する期間は4年半である。運転は24時間/日でおこない、マシンタイムは原研内の前記核物理, および物性物理などの研究のほかに, 原研外の大学, 研究機関の共同研究にも供されよう。

References

- 1) ROSE P.H. and GALEJS A.: Progress in Nuclear Technique and Instrumentation (North-Holland Pub. Co. 1967) Vol. 2, Chap. 1
- 2) HVEC Technical Note 16
- 3) Heavy Ion Laboratory at Burlington (High Voltage Engineering Co. 1968)
- 4) MARSHALEK E. and PERSON L. W.: *Rev. Mod. Phys.* 35 (1963) 108
- 5) WILETS, L. GUTH E. and TENN J.S.: *Phys. Rev.* 156 (1967) 1349

2. 京都大学タンデム・バンデ・グラーフの現状

京大理 武 藤 二 郎

2. On the Kyoto-University Tandem Van de Graaff

JIRO MUTO

Kyoto University

Technical experience on the Kyoto-University Tandem Van de Graaff is presented. Especially, the quality of ion beams by the use of gas-stripper as contrasted with the use of foil-stripper is described.

京大タンデムバンデグラーフは1966年1月、はじめてプロトンビームの加速をみてから同年10, 11, 12月に酸素イオンの加速をおこない、若干の研究に使用したが、その後ベルトプリーアの焼付、加速管部の故障のため約1年間不調であった。1968年夏より正常な機能を回復し、発生電圧はじょじょに向上し、5 MV を超えうるに至った。加速ビームも analyse 後約 $0.2 \mu\text{A}$ を得ている。

従来から stripper として O_2 -gas を使用して来ていたが、加速後の analyser magnet 前の Faraday cup で、時により入射負イオン量を上回る電流値を示す (stripper gas の流量に依存) ことを経験した。これは電磁分析の結果、加速管内で生成した種々の電価の O-ion が加速されて来ていることによると判明した。この O-ion にはエネルギーと電価の種々の組み合わせがありうるので、analyser magnet を通して所望のビームをとり出してもその中にコンタミとして混入するので何とかして排除する必要がある。Stripper 部分でエネルギーの小さい内に静電的に sweep する方法をとれば、とり除けると思われるが、われわれは oxygen-gas-stripper を carbon-foil-stripper に変更してこの排除に成功した。Foil-stripper は $5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, $10 \text{ mm}\phi$ の C-foil 約 10 個を外部から操作しうる円板にとりつけたもので、foil 1 枚の寿命はまだ確認できてないが、現状では p, d に対し数 10 時以上は保っている。イオンビームの状況は一例をあげると deuteron 6.6 MeV のとき入射負イオン $4 \mu\text{A}$, 加速後 $1.4 \mu\text{A}$, analyse 後 $0.25 \mu\text{A}$, target 上 $0.22 \mu\text{A}$ である。analysed beam の量は gas stripper のときにくらべて約

5 倍前後向上した。その理由は主として、細長い stripping canal の場合と foil の場合との幾何学的な差によると考えられる。

加速管の入口と出口の部分に ion-getter pump を付設したので夜間休止後の翌朝始動がきわめて楽になった。ベルトフープの間隔を 20 mm から 28 mm に広げたことにより、ベルトの製品ごとのくせを逃げうるようになった。Analyser magnet と switching magnet の磁場を連動で変えることによってエネルギー変更がきわめて楽になった。などの種々の改善をおこなったが、belt-drive プリーアのボールベアリング部分が約 800 時間前後の寿命で焼付をおこす弱点が残っている。この部分は真空を経たのち、高圧下で高速回転する部分なので、外国の例でもしばしば修理がおこなわれているが、少なくともベルトの寿命 (1000 時間以上) より長くなるよう改造する計画である。最近の運転状況はこの 5 ヶ月間に約 800 時間で、proton, deuteron, oxygen-ion の加速をおこなっている。現在は oxygen-ion 加速のため gas stripper を装着しているが、将来は stripper 部分を gas 方式, foil 方式のいずれにも外部操作で切替えるような新機構をとりつけるべく考案設計中である。

タンデムバンデグラーフはトラブルのない場合は、きわめて使いやすい装置であり、常時 2 名の研究者で実験が遂行できる。近い将来、学外の研究者の使用希望にも応じられるよう考えたいと思っている。また近い将来計画として偏極イオン源装置を企画しており、それと同時にイオン源部分の大幅な改造をおこないたいと考えている。

3. ビームトランスポート系のコントロールについて

京大理 限 部 功*

3. Control of Beam Transport System

ISAO KUMABE

Kyoto University

Three new control methods were applied to the beam transport system of the tandem laboratory in Kyoto University and are being used successfully. (1) Beam position indicator and stabilizer in a scattering chamber. (2) Simple control method of beam transport system. (3) The biased quadrupole: A method of steering accelerator beams.

1. まえがき

京大タンデム形加速器のビームトランスポート系に、以下に述べる3つの新しいコントロール法を用いた。このためにビームのコントロールが非常に簡単になったので、それについて報告する。第3番目のものはワシントン大学において考案されたものであるが、第1番目と第2番目のものはわれわれが新しく考案したものである。

2. 散乱槽におけるビーム位置の indicator と stabilizer¹⁾

ビーム分析用電磁石の出口スリットと散乱槽のビームコリメーターでの edge scattering は非弾性散乱の実験において、前方角に大きな background tail を作る。

YAGI²⁾ はこれを減少させるために、次のような方法を提案した。分析用電磁石の出口スリットでの edge scattering は supplementary magnet と適当なバップルを用いることにより、減少させられ、さらに散乱槽にはビームコリメーターを用いない。

しかしながら、このようなビームコリメーターなしの場合には、長時間の測定するとき、あるいはビームのエネルギーを変えたときにビームがターゲットの中央に来ているかどうか心配である。これを防ぐために、ビーム位置の indicator と stabilizer system が作られ、われわれのタンデム実験室で用いられ成功している。

この system の schematic diagram は Fig.1 に示され

* 現在 九大工

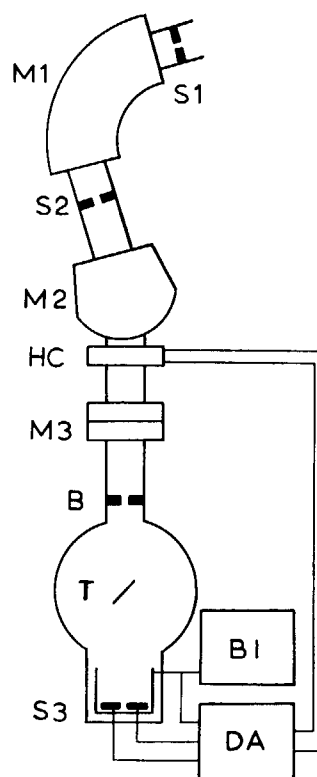


Fig. 1 Schematic diagram of the beam position indicator and stabilizer system.

る。出口スリット S2 の beam image は振分け電磁石 M2 と Q 電磁石 M3 とによって、ターゲット T 上に集束される。B はバップルである。ビームはターゲットを通った後に Faraday cup に入る。この Faraday cup の中にスリット S3 がある。

S3 の 2 つの電極の電流差は差動増幅器 DA で増幅され、その出力は M2 のすぐあとにあるヘルムホルツコイル HC へ導かれる。

厳密に言えば、S3においてビーム位置が stabilize されるのであって、T上ではない。しかしながら、TとS3の間の距離はHCとS3の間の距離にくらべてじゅうぶん短いので、T上でビーム位置が近似的に stabilize される。さらにHCの電流は実験中においてさえもビーム位置の indicator として用いられる。

Fig.2は差動増幅器の回路である。2つのFET T1とT2が入力段として用いられる。スリットの電極電流は10Mの抵抗を通過してから、ビーム電流 integrator BIに導かれる。FETの非常に高い入力抵抗 (>10¹³ オーム)のために、Faraday cupとBIの間での電流の損失は無視できるほど少ない。

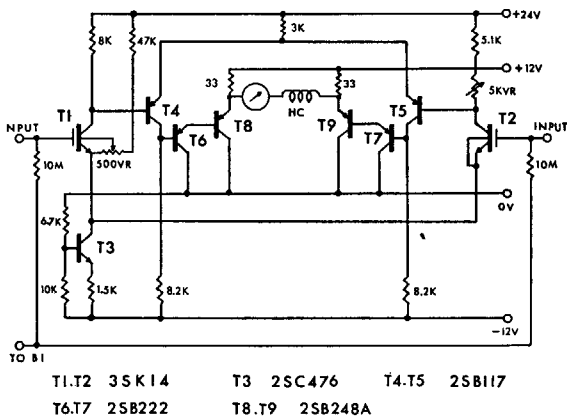


Fig. 2 Circuit diagram of the difference amplifier.

この増幅器は 2.5×10^8 の current gain をもつ、すなわち、入力における 0.4 nA の電流差は 0.1 A の出力電流に対応する。

7 MeV 陽子の場合、0.1 A の HC 電流は T 上の beam spot の 0.5 mm の移動に対応する beam deflection をおこす。50 nA のビーム電流、beam spot 2 mm 幅のときには stabilization factor は 62.5 となる。

われわれはマイラーフィルム上に ZnS を塗った薄いターゲットを用いて、この system をテストした。M2 電流を 0.1% 変化させると、HC 電流は 0.1 A 変化するが、ターゲット上の beam spot の移動はほとんどわからないくらいであった。

3. Beam transport system の簡単な制御法³⁾

最近の加速器実験室では beam switching system が用いられている。そのため多くの Q 電磁石と偏向電磁石が用いられている。

現在、これらの電磁石の電流は operator によって手動でセットされる。ターゲット上でビームのよい集束を得るために、これらの電磁石は Faraday cup あるいは viewer を用いて、こまかく調節されなくてはならない。ビームエネルギーを変えた時には各電磁石電流の再調整

が必要である。

もし多くの電磁石の同時制御が実現されるならば電磁石の set-up time は大幅に減少し、加速器の効率(特に excitation function の測定の場合に)増加するであろう。

ここに述べる制御系は beam transport system に対する簡単なアナログ制御系である。

3.1 原理

普通の beam transport system では各電磁石は安定化回路により 10⁻⁴ 以下に制御されている。Fig.3は安定化回路の簡単な block diagram である。Reference は水銀電池とポテンシオメーターからなっている。Reference と feedback-loop の間の差がゼロになるように regulator amplifier により増幅される。

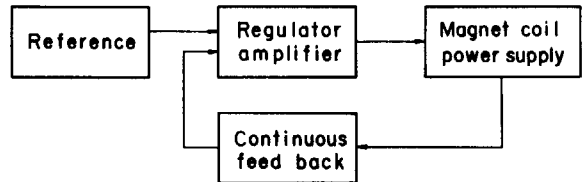


Fig. 3 Typical magnet-coil power-supply regulating system.

まず第一に次のことを仮定する。(1) 磁場の強さはコイル電流に直線的に比例する。(2) ヒステリシスは非常に小さい。

電磁石コイル電流はFig.4に示される回路を用いれば容易に同時に制御される。すなわち、もしFig.3のreferenceの水銀電池が variable voltage supply (VV) に置き換えられ、R₁, R₂ が適当な値にセットされるならば、VVの電圧変化はすべての電磁石電流の同時の変化をひきおこす。それゆえ、上述の仮定のもとではすべての電磁石の電流は VV の manual control のみで同時に制御され

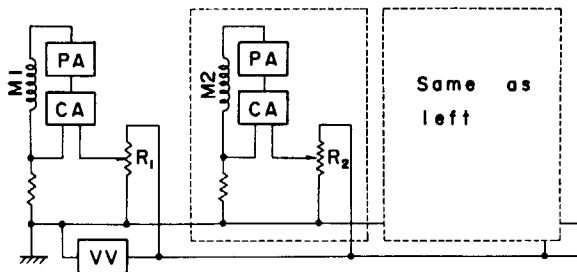


Fig. 4 Circuit diagram of the simultaneous current control system for magnet-coils. VV: variable voltage supply. CA: chopper amplifier. PA: power amplifier. M₁, M₂, ...: magnet-coils. R₁, R₂, ...: potentiometers.

る。しかしながら、よい電磁石でもわずかのヒステリシスがある。偏向電磁石のわずかのヒステリシスはその出口スリットで相当のビーム shift に対応する。スリット stabilizer を設けることにより、この問題は解決できる。

電磁石の出口スリットからの誤差信号を差動増幅器で増幅し、電磁石の付属コイルへ導けばよい。このようにすれば、ビームはスリット stabilizer により、スリットの中央を通るように自動的に制御される。

長い焦点距離をもつ Q 電磁石の集束作用はあまりするどくないので、ヒステリシスの問題は無視してよい。

Simultaneous current control system と slit stabilizer の両方を使うことにより、多数の電磁石の磁場の強さは VV の manual control だけで同時に制御される。

3.2 京大タンデム実験室への適用

前に述べた simultaneous control system は京大タンデム実験室の beam transport system に適用された。Fig.5 にその beam transport system を示す。制御回路は Fig.4 とほとんど同じである。この場合には振分け電磁石の slit stabilizer としては前節のビーム位置の indicator と stabilizer が使われる。

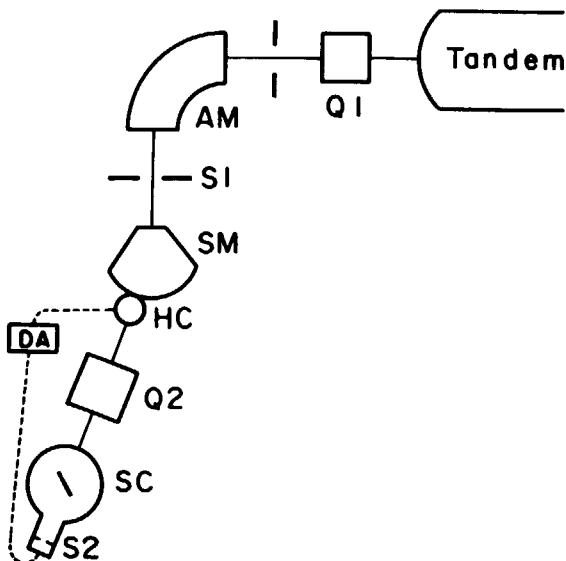


Fig. 5 Schematic diagram of the beam transport system including the beam position indicator and stabilizer system. AM: beam analyzing magnet. SM: switching magnet. SC: scattering chamber. Q₁, Q₂: Q-magnets. S1: exit slit of AM. S2: slit in Faraday cup. DA: difference amplifier. HC: Helmholtz coil.

バンデグラーフ加速器のビーム分析用電磁石は次の2つの目的に使われている。ビームエネルギーを分析することと、terminal potential の安定化に対する energy error signal を得ることである。すなわち、出口スリットからの信号は差動増幅器で増幅され、terminal へのコロナポイントからのコロナ放電を regulate する。それゆえ、分析用電磁石のコイル電流を変化させればビームエネルギーが自動的に変化する。

これらの装置を用いることにより、もし与えられたエネルギーのビームがよい条件でターゲット上に集束したならば、その後は VV を調節するだけで beam spot をターゲットの中央に保ったままで、ビームエネルギーを

連続的に変えることができる。

われわれはマイラーフィルム上に ZnS を塗った薄いターゲットを用いて、この system をテストした。6 MeV から 8 MeV までの陽子エネルギーの変化に対して、ターゲット上の beam spot の大きさの変化、位置の変化はほとんどわからないくらいであった。

3.3 ビームコースの切換え

振分け電磁石によるビームコースの切換えは Fig. 6 の回路で簡単にやれる。

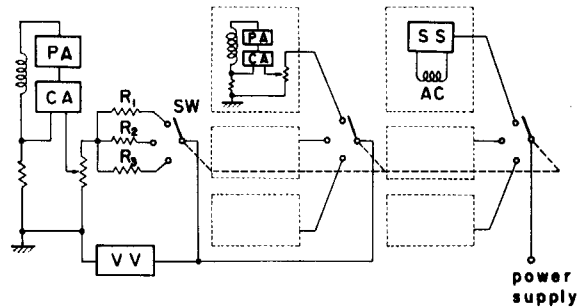


Fig. 6 Circuit diagram of beam switching system. SS: slit stabilizer. AC: auxiliary coil. SW: switch.

もし R₁, R₂……が適当な値にえられるなら、振分け電磁石の reference voltage はスイッチ SW の切換えにより不連続に変わり、のぞむコースへビームが入る。さらに対応する slit stabilizer と Q 電磁石は同時にセットされる。かくしてビームはのぞむコースのターゲットの中央に集束される。ビームが中央の右側から左側へ、あるいは左側から右側へ切換えられるときはコイル電流を逆転させなければならないので、やや複雑な回路が必要となる。

3.4 Variable Voltage supply

Variable voltage supply として要求されることは低い出力インピーダンス、高い安定度、低い zero-drift、低雑音である。

Fig.7 に示されるような operational amplifier を含む回路がこの目的に適当なものである。

ある種の IC operational amplifier は次の特性をもつ。入力インピーダンス 200 MΩ、zero-drift 9 μV/°C、雑音 10 μV である。これらの特性は 1.35 V の出力電圧に対

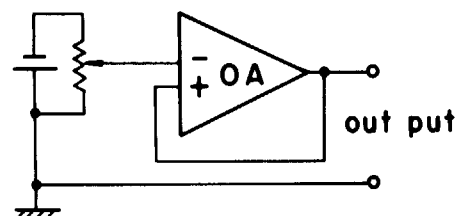


Fig. 7 Variable voltage supply. OA: operational amplifier

して 10^{-5} 以下の stability に対応する。

Zero-drift と雑音を最も小さくする方法は chopper-stabilized amplifier と恒温槽を用いることである。

3.5 普通の電磁石の同時制御

一般に、鉄でできている電磁石の磁化曲線は鉄の飽和特性のために、強い磁場のときに直線からずれる。この場合には前に述べた simultaneous control system はそのままでは使えない。

この特性を補償するような、飽和特性と逆の特性をもつ増幅器を用いれば磁場の強さはこの増幅器の入力電圧に直線的に比例するようになる。

この目的にかなう nonlinear amplifier の回路の一例を Fig. 8 に示す。この種の transconductor はアメリカで発売されている。

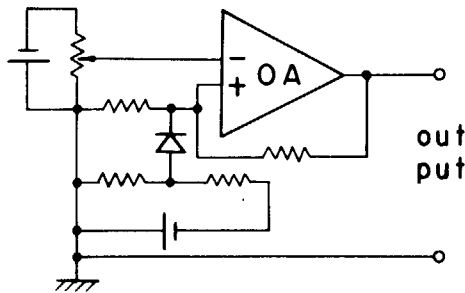


Fig. 8 Nonlinear amplifier which has inverse character with magnetization curve.

4. Q 電磁石によりビームをまげる方法⁴⁾

加速器からのビームは加速器の条件を少し変えるとその方向が少しずれることがある。これを補正するためには普通 steering 用の電磁石または静電偏向板が使われている。

ここに述べるものはビームを Q 電磁石によって簡単にまげる方法である。

Fig. 9 にその circuit diagram を示す。すなわちポテンシオメーター R を動かすことにより、Q 電磁石のバランスをわざとくずしてビームの方向を曲げるものである。

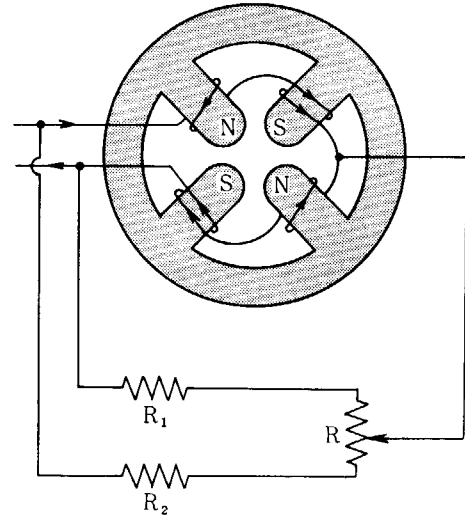


Fig. 9 Circuit diagram showing quadrupole biasing network.

一般には Q 電磁石は対で用いられるので、一方を上下用に他方を左右用に用いることができる。

この方法を使えば抵抗とポテンシオメーターだけを Q 電磁石につけるだけでビームの上下、左右の偏向が簡単にでき経済的である。

この方法の利点は安価であることと、ビームエネルギーを変えたときは Q 電磁石の強さも変えるので曲げる角度が常に一定であり、一度調整しておけばビームエネルギーを変えても再調整の必要がないことである。Steering 用の電磁石、静電偏向板のときは、いうまでもなく再調整の必要がある。

京大タンデムにもこの方法を採用した (Fig. 5 の Q1)。Q 電磁石のコイルの全抵抗値は 7Ω で、 R_1 , R_2 はそれぞれ 100Ω , R は $1k\Omega$ にした。R を端から端まで動かすことによりビームを約 4 m はなれた集束点で 3.4mm 移動させることができる。

References

- 1) KUMABE I.: *Nucl. Instr. and Meth.* 46 177 (1967)
- 2) YAGI K.: *Nucl. Instr. and Meth.* 25 371 (1964)
- 3) KUMABE I.: *Nucl. Instr. and Meth.* 66 54 (1968)
- 4) CRAMER J. G. and SCHMIDT F. H.: *Nucl. Instr. and Meth.* 45 325 (1966)

4. タンデム加速器と荷電変換

九 大 工 俵 博 之

4. Charge Exchange Studies of Tandem Accelerators

HIROYUKI TAWARA

Kyushu University

Some of recent results on the charge exchange studies with tandem accelerators are reviewed. The charge exchange of low energy helium ions in various alkali vapors has recently aroused interests for the production of intense negative helium ion and an example of the negative helium ion sources with lithium vapor electron adder is shown.

In the charge distribution in the equilibrium of high energy heavy ions, the shell effect and the target density effect are observed. The multiple acceleration system of heavy ions with tandem accelerators, based on the target density effect in the charge distribution, is discussed.

1. はじめに

Tandem 形加速器において charge exchange は不可欠であり大別して次の3つにわけられる。(Fig. 1):

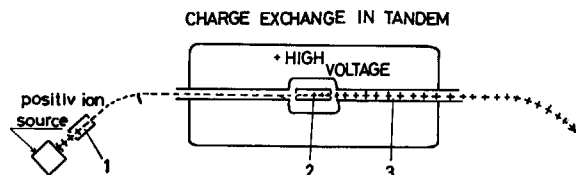


Fig. 1 The charge exchanges in Tandem.

1. Low energy での positive-to-negative (neutral) ion conversion における double (single) electron capture
例: $H^+ \rightarrow H^-$; $He^+ \rightarrow He^-$
2. High voltage terminal における high energy の negative-to-positive ion conversion における double or multiple electron stripping
例: $H^- \rightarrow H^+$; $He^- \rightarrow He^+$, He^{++} ; $Br^- \rightarrow Br^{4+}$
3. 加速途中での high energy positive ion の multiple electron stripping
例: $Br^{4+} \rightarrow Br^{17+}$, Br^{18+} .

Tandem の出現によって high energy heavy ion の charge exchange に関する興味あるデータが得られるようになった。Tandem による最近の charge exchange の研究で得られた結果についてのべる。

2. Positive-to-negative ion conversion

初期の Tandem ではほとんど、positive ion の double electron capture によって negative ion を得ていたが、最近はかなり種類の negative ion が duoplasmatron や PIG などのイオン源から直接得られるようになった (direct extraction)^{1),2)}。これらは charge exchange で得られるものより、いろんな点で beam quality がすぐれており、ひろく使用されているが、 He^- のように electron affinity の小さいものは直接イオン源から得られず、現在は charge exchange によっている。

$H^+ \rightarrow H^-$ process の cross section σ_{1-1} は $10^{-17} \sim 10^{-18}$ $cm^2/atom$ で H^+ の 1~2% に相当する H^- が得られる。しかし He^- については σ_{1-1} が $10^{-20} cm^2/atom$ で非常に小さく、 He^+ の 10^{-4} 程度の He^- しか得られない。さらに He の場合 $(\sigma_{1-1})_{max}$ が $E(He^+) = 140$ keV にあるため Tandem 入射には高すぎるという欠点もある。

ところが最近 alkali vapor による charge exchange では He^+ の 1~2% 程度の He^- が得られるようになった。

2.1. Alkali vapor との charge exchange

He^+ の alkali vapor (たとえば Cs) との charge exchange では次の2つの process をへて He^- がつくられると考えられている³⁾。

- a. $He^+ + Cs \rightarrow He^0(1s2s)^3S_1 + Cs^+$
- b. $He^0(1s2s)^3S_1 + Cs \rightarrow He^-(1s2s2p)^4P_{5/2} + Cs^+$

Process (a) は nearly resonant charge exchange で cross section は $\sim 10^{-14} \text{cm}^2/\text{atom}$ で非常に大きい。こうして作られた excited state にある He^0 がさらに process (b) によって Cs と charge exchange をおこない electron を capture して $\text{He}^-(1s2s2p)^4P_{5/2}$ になる。この He^- は metastable state にあり、 10^{-8}sec 程度の寿命をもっている⁽⁴⁾。

2.2. 各種の alkali vapor の比較

He beam の alkali vapor との charge exchange cross section そのものの測定は、ほとんどおこなわれていないが、実験的に He^-/He^+ がしらべられ、Cs-, K-, Li-vapor に対しそれぞれ 2 keV, 17 keV, 30 keV で (He^-/He^+) は max になる。Tandem の beam transmission からみれば He^- の energy は適当に高いことが必要で、実際、Pennsylvania Tandem では Li vapor を用いることによって machine loading が、軽減された⁽⁵⁾。

Li-vapor の利点は

- Z が小さいので multiple scattering が小さい,
- 比較的活性がよわいのでとりあつかいが簡単,
- (He^-/He^+) max は 30 keV にあるので beam transmission がよい,
- melting point がたかいので (180°C), trap しやすく, high vacuum system への流入が少ない,
- He^3 の recovery が、他ガスにくらべ容易である、などが考えられる。

2.3. 実際の例

Alkali vapor を electron adder として用いた例を Fig. 2 に示す⁽⁵⁾。

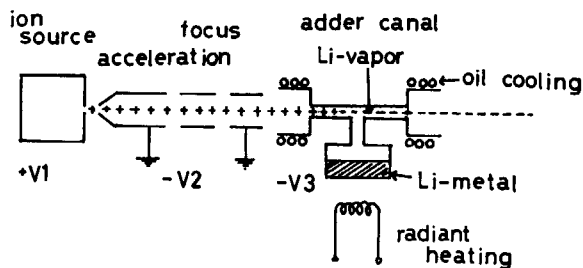


Fig. 2. A negative helium ion source with lithium vapor electron adder.

He^- をつくる場合、たとえば duoplasmatron で He^+ をつくり、加速して Li vapor のある adder canal を通すと前述の process により He^- が得られる。ここで adder canal は、負の高電圧になっているので alkali boat は indirect radiant heating によって加熱される。この方法によって、 $10 \mu\text{A}$ 程度の He^- が得られている。

同じ装置によって、他の negative ion、たとえば Li^- も得ることができる。このさい adder canal 内にある Li

molecule は、canal に入ってくる H^+ , A^+ などの positive ion によって dissociation をうけ、 Li^- が出てくる。正イオン源の寿命を考えると、canal に入射するのは H^+ のほうがよい。この方法は corrosive な element でも Li のかわりに canal へ導入すれば、イオン源に害をおよぼすことなく negative ion が得られる。

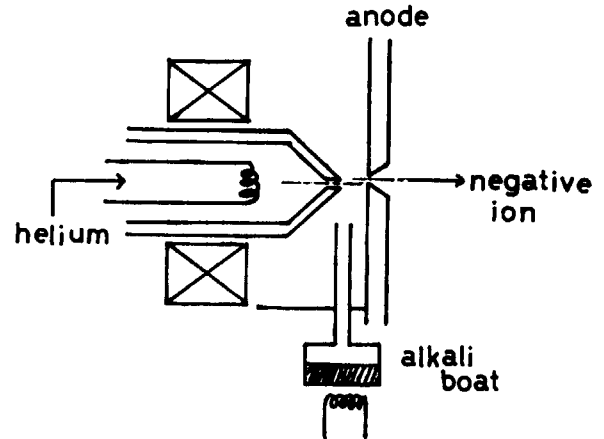


Fig. 3 A possible negative helium or alkali ion source with off-center direct extraction.

Comment :

Fig. 3 に示すように、 He gas で動作している duoplasmatron の中間電極とアノードの間へ alkali vapor を導入し、 He^+ と collision させると arc の外周にそって H^+ の場合と同様 He^- が発生すると予想される。アノード領域の圧力は、カソード領域よりもひくいので、カソード領域へ達する alkali vapor の量は少なく、フィラメントなどにおよぼす影響は少ないと思われる。フィラメントの寿命を考えなければ、 He gas と alkali vapor を同時に、カソード側へ入れてもよい。この方法では、同時に alkali negative ion (たとえば Li^-) も得られる可能性がある。

さらに、中間電極の直後に必要な metal rod あるいは sheet をおけば、high density arc で vaporize され、さらに ionize され、衝突により negative ion が得られることが期待される。

3. High energy での charge exchange

Tandem における charge exchange、特に multiple electron stripping は high energy heavy ion を得る上で重要である。

TABLE 1 に Tandem による charge exchange の研究の代表的なものを示す。まだ、わずかの ion に関するデータしか得られていない。

3.1. Equilibrium での charge 分布

従来、つくりうる最もうすい foil を通った後でも、

TABLE 1. Experiments on the charge exchange of high energy heavy ions with Tandem.
References; (6), (9), (10), (13), (17), (26). Energy in MeV.

	Chalk River	ORNL	Liverpool	RICE	Heidelberg	"	ORNL	HEC MIT	AWRE	AERE
Year	62~3	63	65	65	66	66~8	67	67	68	68
⁸ O ¹⁶			24	30	22				37.5	30
⁹ F ¹⁹	40									
¹⁶ S ³²					20	70				
¹⁷ Cl ^{37,35}	40		43							
³³ As ⁷⁵						70				
³⁵ Br ⁷⁹	40						170	170		
⁵³ I ¹²⁷	40	120				70	170	210		
⁷³ Ta ¹⁸⁰		120						140		
⁹² U ²³⁸						70		150		
Target	C, O ₂	O ₂	C, Au, Al	Au, Ni	Au, Ag, Ni	Formv. Hg, N ₂ , Air, Be, C, Au	Be, C, Au, Al, UF ₆ , Ni, H ₂ , He, N ₂ , O ₂ , Ne	C, A, H ₂ , O ₂	C+Au	Au, C

ion は charge equilibrium に達するといわれていたが、high energy heavy ion では成立しないことが見いだされた⁽⁶⁾。

たとえば 100 MeV Br¹⁴⁺ (~1.5 Mev/nucleon) が、charge equilibrium に達するには、40~50 μg/cm² の carbon foil が必要である。

Equilibrium での charge 分布は Z_{av} が 0 あるいは Z (ion の atomic number) の近くをのぞいて Fig. 4 に示すように、だいたい Gaussian で近似される。

$$F_i^\infty = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp[-(Z_{av} - Z_i)^2 / 2\sigma^2] \quad (1)$$

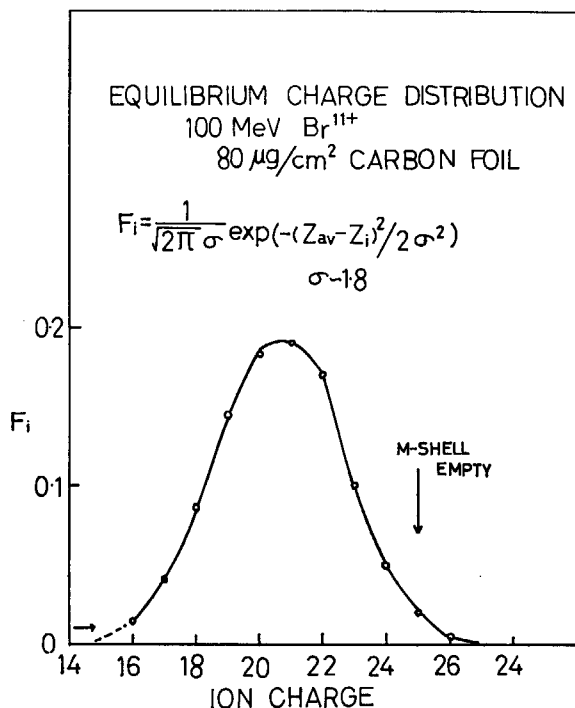


Fig. 4. Charge distribution in the charge equilibrium of 100 MeV Br¹¹⁺ on 80 μg/cm² carbon foil.

F_i[∞]: equilibrium での charge Z_i の ion の割合。
Z_{av}: ion の 平均 (most probable) の charge。
σ: Gaussian の半値幅。

Gaussian の半値幅 σ は ion, target, energy には、あまり依存しないといわれているが、heavy ion と light ion⁽⁷⁾ ではかなり異なっている (TABLE 2)。これは ion の shell structure にいくぶん関係しているものと考えられる。たとえば Fig. 5 に示すように、140 MeV Br¹⁵⁺ が 80 μg/cm² の carbon foil を通った後の charge 分布は、Gaussian からかなりずれ、shell structure effect があらわれている。Br (Z=35) の electron configuration は K-shell: 2, L-shell: 8, M-shell: 18, N-shell: 7 であるから Br²⁵⁺ をすぎると L-shell の electron stripping が必要となる。しかし、ここでは binding energy が大きくなり、stripping はおこりにくく、charge 分布は Gaussian からずれてくる。同時に、peak の高さが高

TABLE 2. Values of σ of various ions.

	E (MeV/N)	σ	
Br	1.37	1.9 ± 0.15	heavy ion carbon
I	0.79	1.7 ± 0.1	
Ta	0.556	2.1 ± 0.1	
U	0.42	1.6 ± 0.2	
B	0.06~0.57	0.65	light ion H ₂ , air, celluloid
N	"	0.80	
O	"	0.83	
Ne	"	0.76	

1. Nearly independent of energy
2. " " ion
3. " " target
4. Correlated with shell structure of ion
5. Smallest in closed shell

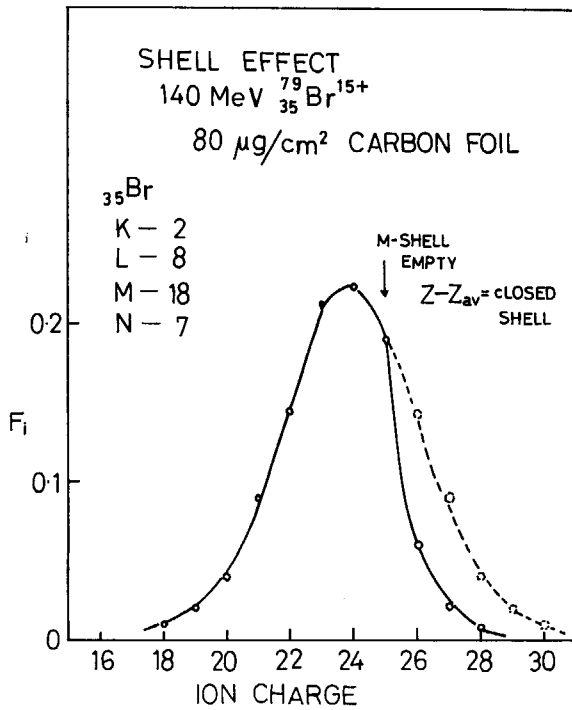


Fig. 5. Shell effect on the equilibrium charge distribution. 140 MeV Br¹⁵⁺ on 80 µg/cm² carbon foil.

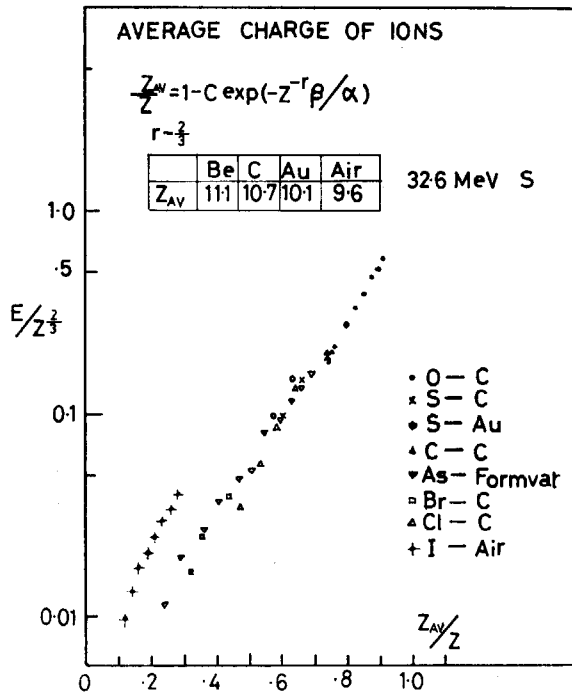


Fig. 6. Average charge of various ions as a function of $E/Z^{3/2}$. E is in MeV/nucleon.

くなり、半値幅がせまくなってくる。これは I ($Z=35$) でも $Z_i=25$ (N -shell \rightarrow M -shell) で同じく shell structure effect があらわれてくる。

3.2. 平均電荷と ion のエネルギーの関係

いろいろの ion と target の組合せで、得られた平均電荷 Z_{av}/Z と $E(\text{MeV/nucleon})/Z^{3/2}$ の関係を Fig. 6

に示す (簡単のため Tandem で得られたもののみ)。light ion でもみられるように、gas 状の target と foil 状のそれとは明らかに差がみられる。

しかし、各々は ion, target にはあまり関係なく、ほぼ直線上にある。したがって次のように近似式で表わされる。

$$\frac{Z_{av}}{Z} = 1 - C \exp\left(-Z^{-\gamma} \frac{\beta}{\alpha}\right) \quad (2)$$

C, γ : ion, target によってきまる定数

$\beta = \frac{V}{c}$, V : ion の速度, c : 光速

α : fine structure constant

gas では、だいたい $\gamma = \frac{2}{3}$ であり、かつ $\beta < 1$, $C = 1$ ならば、

$$\frac{Z_{av}}{Z} = \frac{\beta}{\alpha Z^{2/3}} \quad (3)$$

となり、Bohr の式⁹⁾に等しくなる。

Z_{av} は foil の場合 gas にくらべてかなり大きい。さらに foil でも atomic number によって少しずつ異なる。たとえば 32.6 MeV S ($Z=16$) では、Be ($Z_{av}=11.1$) C (10.7), Au (10.1), Air (9.6) である⁹⁾。

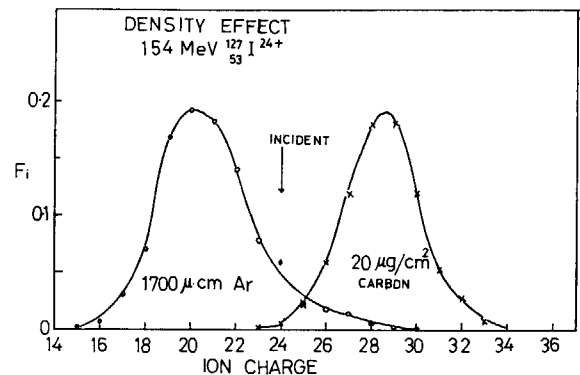


Fig. 7. Equilibrium charge distributions of 154 MeV I in 1700 µcm Ar gas and 20 µg/cm² carbon foil. The incident beam is 154 MeV I²⁴⁺.

154 MeV I²⁴⁺ を argon gas および carbon foil を通した後の charge 分布¹⁰⁾ は Fig. 7 に示すように前者では $Z_{av} \approx 20$, 後者では $Z_{av} \approx 29$ で foil と gas target の差が、はっきりしてくる。これは、target density effect とよばれ¹¹⁾、次のように説明される。

Gas では ion と target atom の衝突の mean free path が比較的長く、1回目の衝突で excite された ion も、次の衝突までにふたたび ground state にもどる。

しかし、foil の場合、mean free path が短いので、一度 excite されてから ground state へもどる前に、さらに次の衝突をおこす。Excited state にある electron は ground state にある electron より strip されやすいので foil では Z_{av} が gas より大きくなる。

Heavy ion になると、この density effect は顕著になり、たとえば 70 MeV U の場合、 $Z_{av}(\text{foil})/Z_{av}(\text{gas}) =$

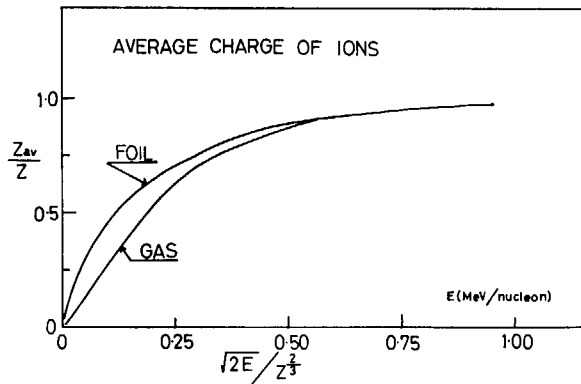


Fig. 8 Average charge of ions in gases and foils.

2 にも達する⁹⁾.

Light or heavy ion の data を集めたのが¹²⁾ Fig. 8 に示すカーブで、だいたい $Z_{av}(\text{foil}) > Z_{av}(\text{gas})$ であるが、 $\sqrt{2E}/Z^{1/3} = 0.6$ 付近では、 $Z_{av}(\text{foil}) = Z_{av}(\text{gas})$ となり、それ以上では density effect がなくなる。このような density effect は vapor の場合でもみられ、数 10 MeV I を Hg vapor を通したとき、 $5 \times 10^{15} \text{atom/cm}^3$ 付近から Z_{av} が大きくなり、foil の値に近づいてくる¹³⁾.

3.3. Target density effect を用いた heavy ion の multiple acceleration

Target の種類 (gas or foil) によって ion の平均電荷 Z_{av} が、異なるということから、Tandem によって、heavy ion をくりかえし加速 (multiple acceleration) することが可能になる^{12), 14)}.

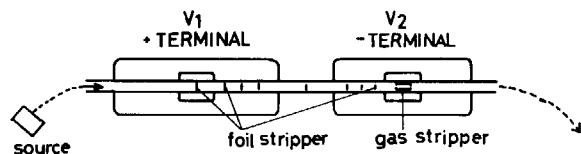


Fig. 9. Two stage Tandem accelerator of heavy ions with the multiple acceleration system.

たとえば Fig. 9 に示すように、Tandem (この場合 2 番目の負の高電圧になっている Tandem) の入射側 (および高電圧ターミナルまでの途中) に foil stripper, 高電圧ターミナルに gas stripper をもつ場合を考える。

はじめエネルギー E_0 の ion が foil を通って (このときの平均電荷を $Z_{av}^f(E_0)$ とする) 高電圧ターミナル ($-V_2$) に達した ion のエネルギー E_1 は

$$E_1 = E_0 + Z_{av}^f(E_0) V \quad (4)$$

になる。ターミナルの gas stripper を通りすぎると (平均電荷を $Z_{av}^g(E_1)$ とする), ion は減速され、Tandem を出るときは

$$E_2 = E_0 + Z_{av}^f(E_0) V - Z_{av}^g(E_1) V \quad (5)$$

のエネルギーになる。したがって、Tandem を通ったことによって次のエネルギーを得たことになる。

$$\Delta E = [Z_{av}^f(E_0) - Z_{av}^g(E_1)] V \quad (6)$$

したがって、 $Z_{av}^f(E_0) - Z_{av}^g(E_1) > 0$ であれば、Tandem を通るたびに ΔE だけエネルギーを得て、くりかえし加速され、 $Z_{av}^f(E_0) = Z_{av}^g(E_1)$ で最高エネルギーに達する。

U のような heavy ion に対する density effect のデータは、ほとんどないが、Fig. 8 に示すデータが、なりたつと仮定すれば、上にのべた multiple acceleration で得られる最高エネルギー E_{max} は、次のように表わされる。

$$E_{max} = 0.125 AZ^{4/3} \text{ (MeV)} \quad (7)$$

これによると、U の場合、 $E_{max} \approx 12 \text{ GeV}$ (50 MeV/nucleon) に達する。

しかし、実際には、U のような heavy ion の exited state の寿命は、light ion にくらべ、かなり短くなり、もっとひくい energy で $Z_{av}(\text{foil}) = Z_{av}(\text{gas})$ になると予想されるので、 E_{max} は (7) 式にくらべ、かなり小さくなると思われる。

以上述べた multiple acceleration system は Tandem を数台 1 列に並べてもよいが、Hortig^{15), 16)} は 1 台の Tandem で、mirror magnets を用い、くりかえし加速し、1 GeV 程度まで加速できる可能性を示した。(Fig. 10).

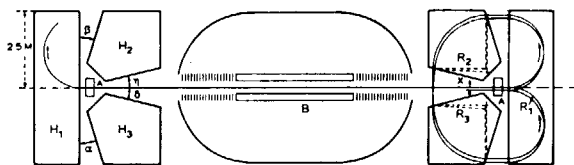


Fig. 10. A multiple acceleration system for heavy ions proposed by Hortig.

一般に foil or gas stripper を通った後の charge 分布は、(1) 式で与えられ、さらに Z_{av} のエネルギー依存性が、(2) 式で与えられるので Tandem から得られる ion のエネルギー分布および強度分布を estimate できる。

3.4. Electron capture cross section

Equilibrium charge 分布のほか、electron capture or loss cross section は heavy ion の場合、同一エネルギーでの ion の charge (Z_i) の依存性が、しらべられるので興味深い。たとえば、Fig. 7 のように、gas or foil stripper を併用することにより約 20 の ion charge state が得られる。このような研究には、Tandem が最も有力な手段であろう。しかし、heavy ion のこの方面の研究は、まだ、はじまったばかりである。

Bohr の理論によると capture cross section σ_{cap} は ion の charge Z_i の 2 乗に比例すると予想されるが、Fig. 11 のように、ある程度 Z_i が、小さくなるとこの予測からかなりずれて、急に小さくなる傾向がみられる¹⁷⁾。(N および I ion)。この理由は、はっきりしないが、内側の electron cloud による shielding の影響あるいは charge

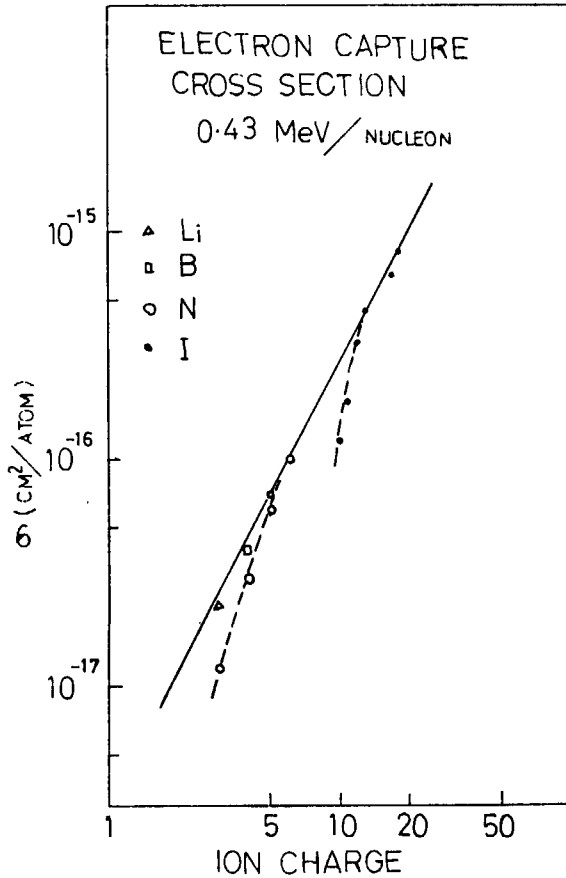


Fig. 11. Electron capture cross sections of high energy heavy ions with energy of 0.43 MeV/nucleon in nitrogen.

の polarization によって、ion の見かけ上の charge が小さくなったことによると考えられる。これは、さらに多くの種類の ion についてしらべる必要がある。

3.5. Electron loss cross section

ion の速度が大きくなるとともに electron が stripping されやすくなることは、Bohr の理論から予想される。

さらに、ion の charge Z_i が、大きくなるにつれ、electron の binding energy が大きくなるので loss cross section σ_{loss} は小さくなる。

Empirical formula として¹⁸⁾ 1個の electron が strip される loss cross section σ_{-1} は、次のようにあらわされる。

$$\sigma_{-1}(Z_i, v) = A \left(\frac{v}{v_0} \right)^a Z_i^{-b} \quad (8)$$

$$v_0 = c\alpha$$

A: ion, energy, charge stripper にあまり依存しない定数

a, b: 定数

さらに multiple electron loss cross section σ_{-n} は

$$\sigma_{-n} = C^{n-1} \sigma_{-1}$$

C: multiple electron loss factor⁹⁾

で近似される (Fig. 12)。C は ion の charge Z_i などに

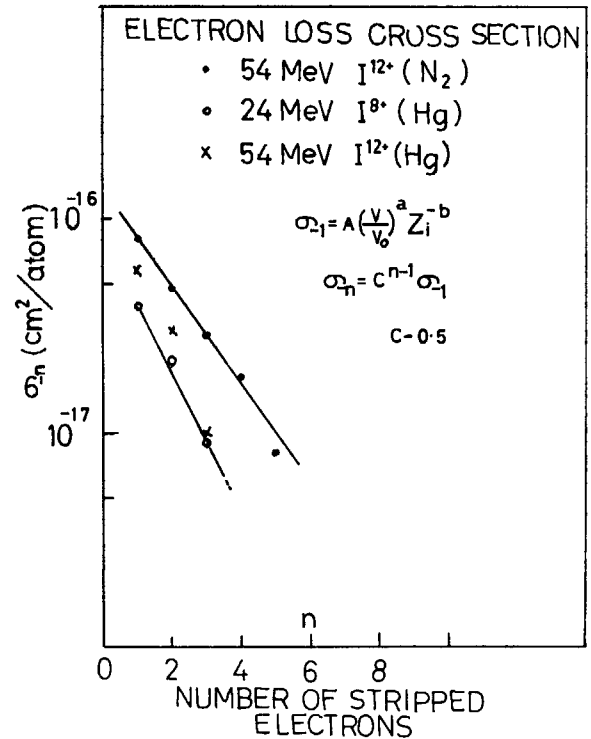


Fig. 12. Electron loss cross sections of high energy heavy ions as a function of the number of stripped electrons.

わずかに依存するが $C \sim \frac{1}{2}$ である。

54 MeV I について

$$A = 6.85 \pm 0.18 \times 10^{-16} \text{cm}^2$$

$$a = 0.682$$

$$b = 1.298$$

が得られた。

4. おわりに

Tandem は核物理の領域のみならず、high energy heavy ion の charge exchange をしらべる上で非常に重要な武器であり、また逆に、Tandem から、より high energy の heavy ion を得るためには charge exchange の研究が必要となってくる。しかし、この方面の仕事はまだ少なく、いろいろな ion や foil or gas target での平均電荷 Z_{av} のデータ集積のほか、

1. highly charged heavy ion の excited state あるいは、metastable state の寿命²⁷⁾ の測定 (3.3 参照)
2. 長寿命の foil stripper の開発 (heavy ion による damage は light ion にくらべ、はるかに大きい)
3. electron capture or loss cross section の ion charge および energy dependence (これらの cross section から equilibrium での平均電荷が、計算できる。) などの問題がある。これらのデータをあつめることによって super heavy ion (たとえば U) の multiple ac-

celeration で得られる上限の正確な estimate も可能になってくると思われる。

References

- 1) LAWRENCE G. P., BEAUCHAMP R. K. and MCKIBBEN J. L.: *Nucl. Instr. and Meth.* **32** 357 (1965)
- 2) HEINICKE E., BETHGE K. and BAUMANN H.: *Nucl. Instr. and Meth.* **58** 125 (1968)
- 3) DONNALLY B. L. and THOEMING G.: *Phys. Rev.* **159** 87 (1967)
- 4) NICHOLAS D. J., TROWBRIDGE C. W. and ALLEN W. D.: *Phys. Rev.* **167** 38 (1968)
- 5) MIDDLETON R. and ADAMS C. T.: Internal report of University of Pennsylvania (1968)
- 6) MOAK C. D., LUTZ H. O., BRIDWELL L. B., NORTHCLIFFE L. C. and DATZ S.: *Phys. Rev. Letters.* **18** 41 (1967)
- 7) NIKOLAEV V. S., DMITRIEV I. S., FATEEVA L. N. and TEPLOVA YA. A.: *Soviet Phys -JETP.* **6** 1019 (1958)
- 8) BOHR N.: *Math. Dan Fys. Medd.* **18** No. 8 (1948)
- 9) BETZ H. D., HORTIG G., LEISCHNER E., SCHMELZER Ch., STADLER B. and WEIHRAUCH J.: *Phys. Letters.* **22** 643 (1966)
- 10) GRODZINS L., KALISH R., MURNICK D., van de GRAAFF, R. J. CHMAA F. and ROSE P. H.: *Phys. Letters.* **24B** 282 (1967)
- 11) BOHR N. and LINHARD J.: *Dan. Mat. Fys. Medd.* **28** No. 7 (1954)
- 12) VYALOV G. N. and FIKS M. M.: *Soviet Phys. -USPE-KHI.* **9** 525 (1967)
- 13) FRANZKE B., ANGERT N., MÖLLER A. and SCHMELZER Ch.: *Phys. Letters* **25 A** 769 (1967)
- 14) ROSE P. H.: *IEEE. Ns-14* 16 (1967)
- 15) HORTIG G.: *Nucl. Instr. and Meth.* **45** 347 (1966)
- 16) HORTIG G.: *Z. Phys.* **176** 115 (1963)
- 17) ANGERT N., FRANZKE B., MÖLLER A. and SCHMELZER Ch.: *Phys. Letters.* **27 A** 28 (1968).
- 18) MÖLLER A., ANGERT N., FRANZKE B. and SCHMELZER Ch.: *Phys. Letters.* **27 A** 621 (1968)
- 19) ALMVIST E., BROUDE C., CLARK M. A., KUEHNER J. A. and LITHERLAND A. E.: *Can. J. Phys.* **40** 954 (1962)
- 20) MOAK C. D., NEILER J. H., SCHMITT H. W., WALTER F. J. and WELLS G. F.: *Rev. Sci. Instr.* **34** 853 (1963)
- 21) BOOTH W. and GRANT I. S.: *Nucl. Phys.* **63** 481 (1965)
- 22) BERNARD D. L., BONNER B. E., PHILLIPS G. C. and STELSON P. H.: *Nucl. Phys.* **73** 513 (1965)
- 23) BETHGE K., Sandner P. and SCHMIT H.: *Z. Naturforschg.* **21a** 1052 (1966)
- 24) Bridwell L. B., NORTHCLIFFE L. C., DATZ S., MOAK C. D. and LUTZ H. O.: *Bull. Am. Phys. Soc.* **12** 28 (1967)
- 25) BROWN R. A., SYMONS G. D. and HALL I.: *Nucl. Instr. and Meth.* **58** 274 (1968)
- 26) ARMITAGE B. H. and HOOTON B. W.: *Nucl. Instr. and Meth.* **58** 29 (1968)
- 27) DMITRIEV I. S., NIKOLAEV N. S. and TEPLOVA YA. A.: *Phys. Letters.* **27 A** 122 (1968)

5. 東大タンデムの現状*

東大理タンデム・グループ 高橋 令幸

5. The University of Tokyo Tandem Machine

NORIYUKI TAKAHASHI

Tandem Group, University of Tokyo

Present performances of the University of Tokyo Tandem machine are given.

東大タンデムで、現在核実験に使用することを考えたときに、ほぼ保証されているビームの性質は、次のようなものである。これは、過去約1年間の実績——実際に実験に使用されたビーム——から割り出されたものである。

エネルギー **および粒子種類:

2~7.5 MeV, 陽子または重陽子

ビーム強度:

陽子: $0.3 \mu\text{A}$ (4.5 MeV 以下) ~ $0.15 \mu\text{A}$ (7 MeV)

重陽子: $0.15 \mu\text{A}$ (") ~ $0.07 \mu\text{A}$ (")

この値は直径 3 mm のビームデファイニングスリットを通してターゲットを照射するビーム量で

* 本報告は近い将来に発表予定のタンデム報告の一部である。

** Note added in proof—その後 9.4 MeV まで陽子を加速することが出来 ($0.04 \mu\text{A}$), 8.8 MeV ($0.1 \mu\text{A}$) まで励起曲線を測定した。

ある。スリットの径が大きいときには上記の 1.5 ~ 2 倍が得られる。またイオン源は、中庸な運転をさせたときで、調子のよいときにはさらに 1.5 ~ 2 倍のビームを期待しうる。

安定度:

ビーム強度のふらつき: 最大約 30%

エネルギー: 未測定だが 1000 分の 1 程度と思われる。

稼働率:

週間: 火曜正午ごろから土曜正午ごろまで連続運転し、その中で実験に使用可能なビーム時間は、50~80%

保守のためにタンクをあけるとふたたびビームを出すまで約 1 カ月かかる。今年、1月にベルト交換のためにタンクをあけたが、それ以来タンクをあけていない。

第 2 部

タンデム加速器を用いた二、三の研究

(座長：松田一久)

Part 2

Some Topics on Nuclear Physics Using Tandem
Accelerator

(Chairman : KAZUHISA MATSUDA)

1. ハイデルベルクのタンデムによる核物理

東大 理 野 村 亨

1. Nuclear Physics Using the Tandem Accelerator in Heidelberg

TORU NOMURA

University of Tokyo

Some of the interesting experiments recently carried out using the tandem accelerator of the Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg were discussed. They are as follows: 1) gamma-rays following heavy-ion bombardment on light nuclei, 2) measurement of static quadrupole moment by Coulomb-excitation, 3) test of T-invariance from compound reactions, and 4) heavy-ion transfer reactions with identical and final states.

「ハイデルベルクでは、タンデムを使ってどんな物理をやっているかを、また、できたらその哲学みたいなものを話してほしい」というのが私に与えられた課題であった。しかしハイデルベルクでなされたり、いま進行中の実験を、全部紹介することはできないし、年報¹⁾にもよく書かれているから、ここでは私が滞在中に、興味を覚えた実験を紹介させていただくことにする。それで、私のいたグループの仕事が多くなったりして、ずいぶん片よりがあるであろうことをお断わりしておきたい。哲学云々のことは、人によって見方が違う問題であるからここで議論することはやめにする。私の紹介の仕方から、多少なりとも彼の地の物理学の進め方とか、加速器の使い方が伝われば幸いである。

1. 加速器

TABLE 1 は 1967 年度のタンデムの活動状況を示す。なお、これは最高 6 MV の電圧を出す電極をもっているが、あまり長期間でなければ 6.5 MV まで電圧を上げることができる。10 MV のタンデムも 1967 年の秋から使われているが、まだ実験データは私の帰国時点 (1968

TABLE 1

総運転時間	6580 hours
電 圧	1.5~6.5 MV
マシンタイム	p 43 days
	d 24 days
	³ He 60 days
	α 32.5 days
	重イオン 74.5 days

年夏)において豊富ではないのでここでは略させていただきます。

この表をみて気のつくことは、重イオンビームに多くの時間が費やされていることであるが、これはタンデム型加速器の利点をよく利用している、ということになるのかもしれない。この重イオン加速のためのイオン源には、HORTIG W.²⁾による工夫があるので紹介したい。負イオン源の作り方としては、普通、まずプラズマトロンなどで正イオンをつくり、これをガスカナルに通して、一部を負イオンに変換することがおこなわれているが、この方法だと正イオンから負イオンへの変換の効率は一般に小さいから、多量の正イオンをまずつくらなければならず、化学的に活性であったり、不安定なガス化合物に頼る元素は加速しがたいということになる。そこで HORTIG らは化学的にきわめて安定な He や Kr の正イオンをまずつくり、この正イオンを欲する元素を含む気体の化合物に衝突させて負イオンをつくりだした。Fig. 1 にそれをスキーマティックに示してある。詳細は文献にゆずるとして、この方法で心配されるのは、イオンビームの発散が従来の方法に比べてひどく悪くなりはないか、ということであるが、実験の結果、じゅうぶん使えることが示され、たとえば、弗素イオン源として彼の装

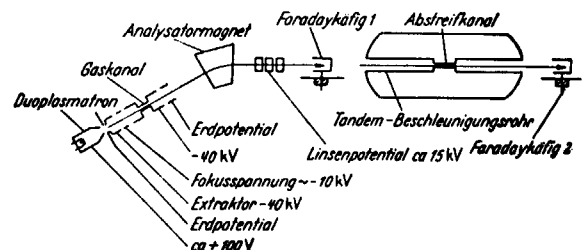


Fig. 1 From ref. 2).

置がよく使われている。

重イオン加速のマシントイムの中には、核実験ばかりのためでなく、たとえば宇宙化学の研究にも使われている時間があることをつけ加えておく。一例をあげると年代測定法に fission-track-method というのがある。これはウランウムの spontaneous fission による fragment が, crater glass や tectite の中につくる飛跡の数をかぞえることによって、それらの生成年代を決定する方法である³⁾。これは宇宙化学の方面に大きな役割を果す可能性があるのできわめて興味深いのだが、そのためにはどれほど重い、どれくらいのエネルギーの粒子がどんな長さの飛跡をつくるかという問題が重要である。そのためにヨードやヒ素のイオンをタンデムで加速し、これをかんらん石に bombard して生ずる飛跡を調べるといことがおこなわれている¹⁾。

2. 核反応による Gamma-Ray Spectroscopy

核反応によって励起単位をつくり、そこからの γ 崩壊を用いて、核構造あるいは核反応の研究をおこなうことは、最近ますます盛んになり重要になってきているが、従来はおもに $A > 100$ 位の重い核が主として対象に選ばれている。軽い核 (ここでは $A \leq 60$ としておこう) においても、比較的単純な反応、たとえば非弾性散乱を用いることは γ 線分光によく使われており、準位の spin-parity の決定や寿命の測定がおこなわれてきた。しかし、重い核の場合における (α , xn) 反応や (HI, xn) 反応のように、高い励起エネルギーをもつ複合核を経由する核反応は、軽い核に対しては全く利用されていなかったといえる。このような複合核反応は、整理した高いスピンをもつ励起準位を強く励起するという利点をもって

おり、また、比較的高い入射エネルギーの α 粒子や重イオンで bombard することにより、きわめて大きな反跳を生成核に与えることができ、gamma-ray spectroscopy に重要な手段を与えるはずである。

ところが、上述のように、軽い核に対しては複合核反応にともなう γ 線の研究は従来ほとんどなされておらず、基本的なデータが何もなくあった。そこで、ハイデルベルクでは、重イオンビームを用いて軽いターゲット核を bombard し、 γ 線のスペクトルを系統的に測定することがまずおこなわれた。一例として $^{16}\text{O} + ^{14}\text{N}$ 反応にともなう γ 線の測定結果を Fig. 2 および Fig. 3 に示す。これからわかるように、 γ 線スペクトルはきわめて単純で、高いスピン状態が強く populate している。これは、たとえば熱中性子捕獲にともなう γ 線スペクトルといちじるしい対照をなしている。次に、複合核からいくつかの荷電粒子の“蒸発”が大きい割合で起っていることがわかる。軽い核においては、クーロン障壁が小さいから、これは当然の結果であるが、重イオンビームのもちこむ大きな角運動量のため、 α 粒子が有利に放出されている。

NOMURA *et al.*⁴⁾ は、この反応の複合核 (^{30}P) から種々の粒子が蒸発される相対的確率のスピン依存性を統計模型を用いて計算した。結果を Fig. 4 に示す。彼らはまたこの反応により生成する終核の励起関数を統計模型を用いて調べ、複合核模型で説明されることを示した。ここでこの反応では終核はおもに2個の粒子が複合核から放出されて生成されるので、このような場合の励起関数は γ 線スペクトルの測定によってのみきわめてよく研究されるということを指摘しておく。

複合核反応によって励起された準位が整列していることは、多くの著者によって明らかにされているが、magnetic substates の population は角相関によって決定される。25 MeV の ^{14}N ビームを用いた $^{14}\text{N}(^{16}\text{O}, \text{pn})$

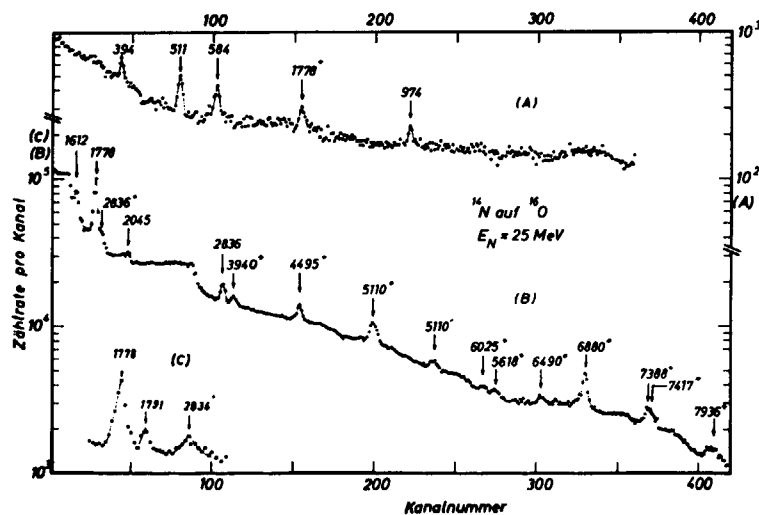


Fig. 2 Gamma-ray spectra from the $^{16}\text{O} + ^{14}\text{N}$ reaction measured by the Ge (Li) detector. The single- and double-escape peaks are denoted by one and two primes, respectively. Energies are given in keV.

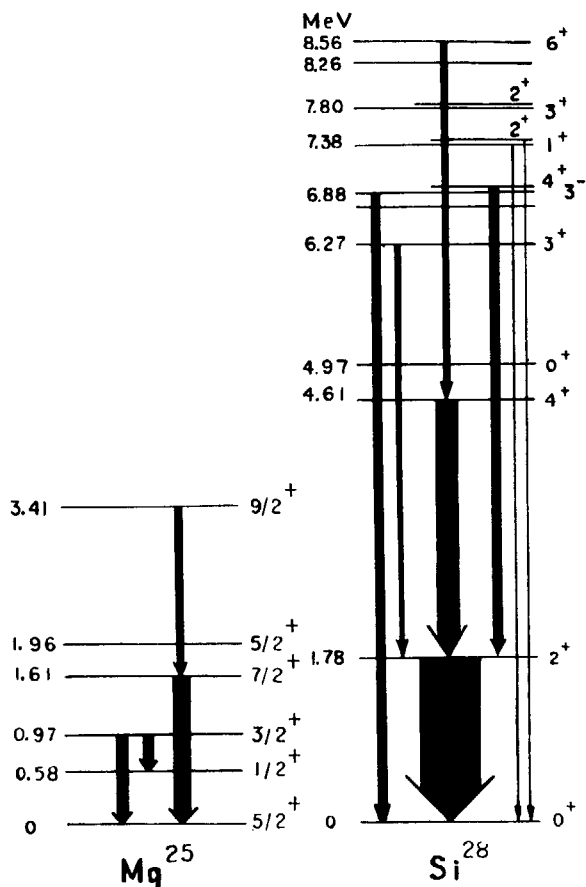


Fig. 3 Gamma-transitions observed in the $^{16}\text{O}+^{14}\text{N}$ reaction. Only strong lines are presented here.

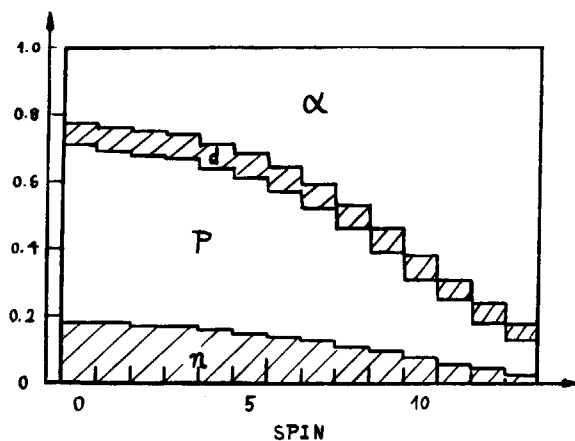


Fig. 4 Relative evaporation probabilities vs. spin for p (protons), n (neutrons), d (deuterons) and α (alphas) from the compound states in ^{30}P populated by the bombardment of a 25 MeV ^{14}N beam on a ^{16}O -target.

^{28}Si 反応で励起される ^{28}Si の 6^+ 状態のスピンは、角相関によって NOMURA *et al.*⁵⁾ によって決定されたが、そのさい得られた結果を Fig. 5 に与える。これはまだあいまいさ⁶⁾を含んでいるが、この状態のスピンは、核反応による γ - γ 角相関で決定された最高のものであり、整列の程度をよく表わしていると思われる。

種々のターゲット核に、重イオンを bombard したとき生ずる終核の生成断面積を TABLE 2 にまとめておく。

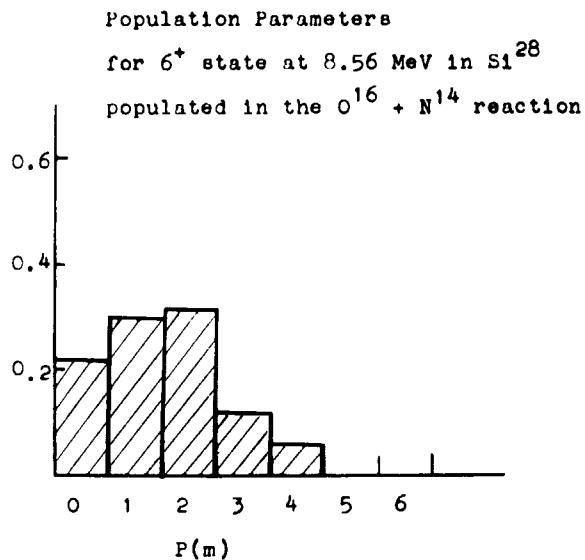


Fig. 5 Relative populations of the magnetic substates of the 6^+ -state in ^{28}Si at 8.56 MeV populated through the $^{16}\text{O}(^{14}\text{N}, \text{pn})^{28}\text{Si}$ reaction at the 25 MeV incident energy.

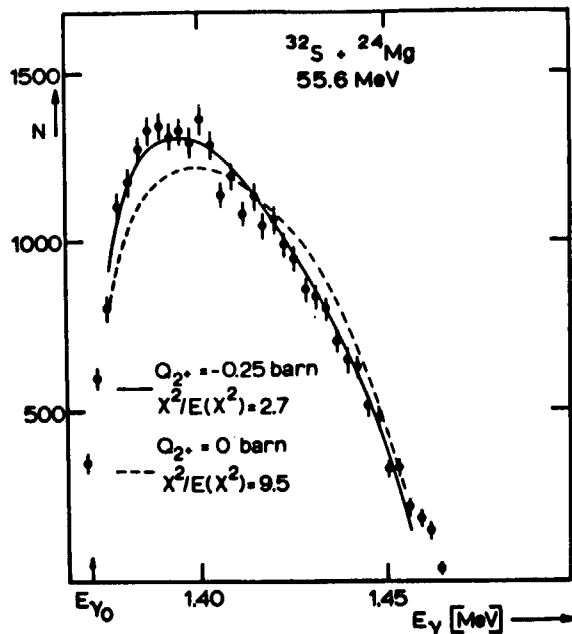


Fig. 6 Energy distribution of the gamma rays from the first 2^+ -state in ^{24}Mg at 1368 keV populated by the Coulomb excitation. Energies observed at 0 degree with respect to the beam are given. Solid and broken curves show theoretical values for the given quadrupole moments, respectively. (from ref.7)

Fig. 4 から見られるように、荷電粒子放出の断面積が、中性子放出の断面積を大きく上まわっているが、これがどの程度重い核までつづくかは、実用上興味ある問題である。

Reorientation effectにより、励起準位のstatic quadrupole moment を Coulomb 励起反応を使って測定することは、よくおこなわれている。しかし、軽い核では断面積がきわめて小さくなるため、非弾性散乱粒子を測定する方法は実際上非常に困難になる。一方、非弾性散乱粒子の角分布は、Coulomb 励起された準位から崩壊する γ 線のエ

TABLE 2

Projectile	^{10}B	^{12}C	^{14}N	^{14}N	^{14}N	^{16}O
E_p (lab) MeV	25	22	25	25	25	25
E_p (cm) MeV	13.6	11.0	10.4	11.5	12.5	10.7
Target	^{12}C	^{12}C	^{10}B	^{12}C	^{14}N	^{12}C
Compound nucleus	^{22}Na	^{24}Mg	^{24}Mg	^{26}Al	^{28}Si	^{28}Si
E_{ex}^{*}	30.8	24.9	39.3	26.6	39.7	27.5
Reaction channel	Relative intensity Q (%) (MeV)	Relative intensity Q (%) (MeV)	Relative intensity Q (%) (MeV)	Relative intensity Q (%) (MeV)	Relative intensity Q (%) (MeV)	Relative Intensity Q (%) (MeV)
n	(6.2)	(-2.6)	(12.3)	(3.7)	(10.0)	9 (-0.4)
p	(10.5)	28 (2.2)	(17.2)	8 (8.8)	(15.6)	35 (5.2)
α	6 (8.7)	48 (4.5)	3 (19.5)	4 (5.6)	4 (17.2)	44 (6.8)
pn+d	40 (3.7)	(-10.2)	46 (4.7)	40 (1.4)	21 (2.6)	(-7.9)
2p	2 (-2.5)	(-6.6)	12 (8.4)	10 (-3.3)	30 (7.4)	12 (-3.1)
αn	(-0.4)	(-12.3)	6 (2.7)	(-5.4)	(0.7)	(-9.8)
αp	11 (3.1)	(-8.2)	33 (6.7)	38 (-1.1)	(5.5)	(-4.9)
2 α	24 (4.3)	24 (-0.1)	(14.8)	(-2.9)	45 (7.9)	(-2.5)
$\alpha pn + \alpha d$	17 (-10.0)	(-18.7)	(-3.8)	(-7.9)	(-6.9)	(-17.3)
Projectile	^{14}N	^{16}O	^{14}N	^{16}O	^{14}N	^{16}O
E_p (lab) MeV	25	25	25	30	25	30
E_p (cm) MeV	13.3	12.5	15.8	18.0	16.7	19.1
Target	^{16}O	^{16}O	^{24}Mg	^{24}Mg	^{28}Si	^{28}Si
Compound nucleus	^{30}P	^{32}S	^{38}K	^{40}Ca	^{42}Sc	^{44}Ti
E_{ex}^{*} (MeV)	31.6	29.0	33.5	34.2	30.7	30.5
Reaction channel	Relative intensity Q (%) (MeV)	Relative intensity Q (%) (MeV)	Relative intensity Q (%) (MeV)	Relative intensity Q (%) (MeV)	Relative intensity Q (%) (MeV)	Relative intensity Q (%) (MeV)
n	(7.0)	(12.7)	(7.9)	(4.3)	(0.4)	
p	(12.7)	32 (7.7)	(12.6)	(7.8)	(9.2)	(2.7)
α	(7.9)	23 (9.6)	(11.0)	(9.1)	(7.7)	(6.2)
pn+d	53 (4.3)	11 (-4.6)	45 (3.8)	(-5.2)	40 (0.9)	(-9.0)
2p	16 (0.4)	15 (0.4)	20 (3.9)	55 (1.5)	20 (0.3)	67 (-2.2)
αn	(-3.4)	(-7.6)	(-0.6)	(-6.1)	(-4.3)	(-9.5)
αp	31 (1.6)	11 (-2.0)	30 (5.8)	45 (0.6)	40 (2.6)	33 (-2.1)
2 α	(1.5)	8 (-0.4)	5 (4.3)	(2.5)	(1.0)	(-0.9)

エネルギー分布で測定できることが、Coulomb 散乱による反跳を考慮すればわかり、この測定は、反跳が大きく、単位のエネルギー間隔の大きい軽い核においては、比較的容易である。BAMBERGER *et al.*⁷⁾ は、 ^{24}Mg に ^{32}S のビームを用いた Coulomb 励起により、 ^{24}Mg の第一励起準位の static quadrupole moment をこの原理によって測定した。彼らの測定結果と解析の一例を Fig. 6 に示す。これは γ 線検出器のすぐれた分解能を巧みに利用した例といえるが、その解析にはいろいろな問題を含んでいる。たとえば、反跳が大きいため、反跳を受けた原子はその電子のあらかたをはぎとられており、もし K-orbit の s-電子一個が残されているとすれば、約 2×10^8 Gauss の磁場を核の場所で与えることとなる。これは γ 線の角分布を決定的に変えてしまう。これは大きな反跳を受ける場合、常におこる問題であるが、それを逆用して γ 線 spectroscopy に用いることも将来面白いことであろう。

3. 核反応と Particle-Spectroscopy

a) Time-Reversal Invariance のテスト

タンデム型加速器のもつすぐれた特長の一つは、何と云っても非常に精度よく define されたエネルギーを連続的に変えることができるということにあるだろう。それゆえ、ハイデルベルクでも fluctuation の実験が集中的にされた時期があった。ここではこの特長を使った実験として、Von WITSCH *et al.*⁸⁾ による時間反転不変性の破れのテストを紹介したい。もし detailed balance が成立つならば、2つの互いに逆な核反応 $a+A \rightleftharpoons b+B$ の微

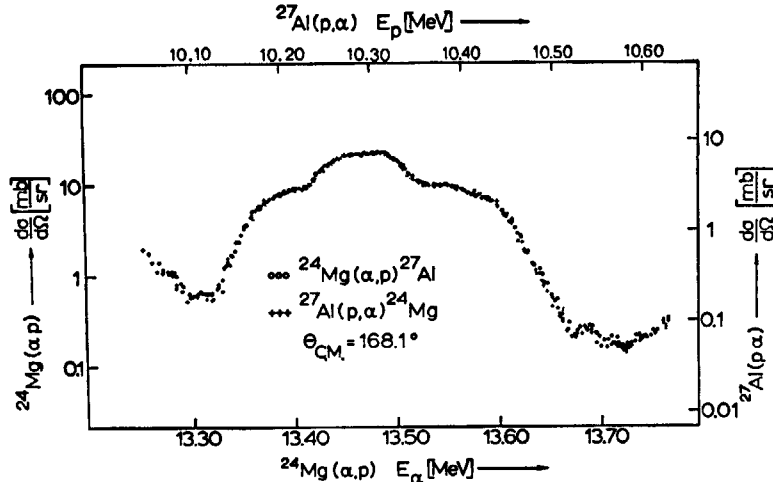


Fig. 7 Excitation functions of the reactions $^{27}\text{Al}(p, \alpha)^{24}\text{Mg}$ (crosses) and $^{24}\text{Mg}(\alpha, p)^{27}\text{Al}$ (circles) on a logarithmic scale. The statistical error is indicated for some points at the high-energy end of the curves. The different measurements have been normalized at the top of the maximum. (from ref. 8)

分断面積は、一意的に結びつくはずである。したがって逆反応の微分断面積を精度よく求めれば、強い相互作用としての核力の時間反転不変性をチェックすることができる。しかし、微分断面積の絶対値をよい精度で求めることが困難なこと、detailed balance のテストのためには多くのreaction channel が開いているような複雑な反応でなければ sensitive でないこと⁹⁾により、VON WITSCH らは大きな fluctuation を起すようなエネルギー領域の複合核反応を用い、もし時間反転の破れが存在すれば微分断面積の絶対値のみならず、fluctuation の shape そのものが変わることを利用した。用いられた反応は $^{24}\text{Mg} + \alpha \rightarrow ^{27}\text{Al} + p$ で、時間反転の破れの上限は $(2\sim 3) \times 10^{-3}$ であった。Fig. 7 に彼らの結果の一部を示しておく。ここで示されている微分断面積は、fluctuation によるきわめて大きな peak で normalize されていることを注意しておくにとどめ、詳細は文献を参照してほしい。

b) Heavy Ion Transfer Reaction

Bock R. らは、heavy ion transfer reaction においても、角分布が顕らかな diffraction pattern を示すことがあることを $^{11}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{15}\text{N})^{12}\text{C}$ 反応において実験的に確かめ、それを角運動量の matching によって説明できることを示した¹⁰⁾。すなわち、transfer される角運動量を l_t 、grazing collision に対する ingoing particle と outgoing particle の角運動量をそれぞれ L_0^i, L_0^f とすると、これは

$$|L_0^f - L_0^i| = l_t$$

となる。この条件を理想的に満たす場合として、VON OERTZEN らは A (B, A) B 型の反応をとりあげた¹¹⁾。

Fig. 8 において、角分布の後方の角部分は、 $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ および $^{12}\text{C} + ^{10}\text{B}$ 反応において大きな diffraction structure を持っている。これは弾性散乱の寄与ではなく、 $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},$

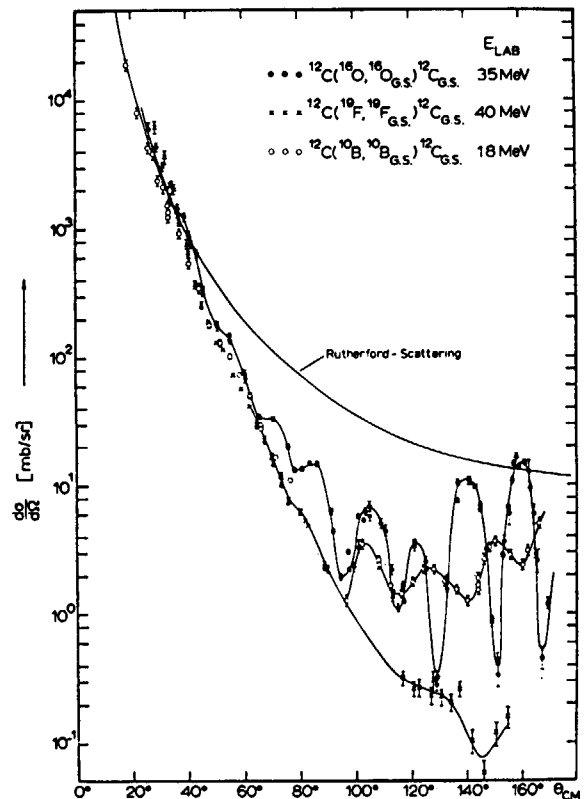


Fig. 8 The elastic scattering of $^{10}\text{B}, ^{16}\text{O}$ and ^{19}F on ^{12}C at energies which correspond to nearly the same Coulomb scattering. The absolute cross sections on ^{12}C and ^{10}B on ^{12}C have to multiplied by 1.2 and 0.95, respectively. (from ref. 11)

$^{12}\text{C}) ^{16}\text{O}$ あるいは $^{12}\text{C}(^{10}\text{B}, ^{12}\text{C}) ^{10}\text{B}$ のような transfer reaction によるものであり、 $^{12}\text{C} + ^{19}\text{F}$ 反応で structure が現われないのは ^7Li のような transfer がきわめて起りがたいとしてよく理解される。この型の反応は、重イオンを用いてはじめて可能であり、将来、spectroscopic factor や cluster の研究に有効な手段となりうるかもしれない。

以上あげた二つの例のほかに、直接反応はハイデルベルクでも盛んであり、核反応や particle spectroscopy により核構造の多くの情報が得られているが、ここではあえてとりあげなかった。また analog states の研究にも多くの努力がそそがれてきたが、すでに多くの人によく知られていると思うので省略している。ただ BETHGE の努力により Li の加速が実現され、すでに二、三の興味深い実験がなされていることを付記し、たとえばこれが原子核の cluster 構造解明に大きな役割を果すであろうことを述べるにとどめたい。

4. おわりに

ここに紹介した二、三の実験が、ハイデルベルクの Max-Planck 研究所のタンデムを使っての“主”な実験ということではないことをくりかえし申しそえます。はじめにも述べたように、これは私の興味をひいたものいくつかを紹介したのにすぎず、重要なものを筆者の無理解から落しているかもしれません。なお、time reversal

invariance の実験は、研究会では時間が足りず紹介できなかったものですが、この場で Li による実験にかえて復活させていただきました。

References

- 1) Jahresbericht 1968, Max-Planck-Institut Für Kernphysik, Heidelberg
- 2) GENTNER W. and HORTIG G.: *Z. Phys.*, **172** (1963) 353
- 3) WAGNER G. A., *NATURF. Z.f.*: 21a (1966) 733
- 4) NOMURA T., MORINAGA H. and POVH B.: *Nucl. Phys. A* **127** (1969) 1
- 5) NOMURA T. and POVH B.: *Z. Phys.*, **215** (1968) 91
- 6) NOMURA T.: Doctor thesis (Univ. of Heidelberg) 1968, FERGUSON A. J.: *Angular Correlation Methods In Gamma-Ray Spectroscopy* (North-Holland Pub. Co.)
- 7) BAMBERGER A.: Doctor thesis (Univ. of Heidelberg) 1968
- 8) von WITSCH W., RICHTER A. and von BRENTANO P.: *Phys. Rev.* **169**, No. 4 (1968) 923
- 9) HENLEY E. M. and JACOBSON B. A.: *Phys. Rev.* **113** (1958) 225
- 10) BOCK R., GROSSE-SCHULTE M. and von OERTZEN W.: *Phys. Letters* **22** (1966) 456
- 11) von OERTZEN W., GUTBROD H. H., MÜLLER M., VOOS U. and BOCK R.: *Phys. Letters* **26 B** (1968) 291

2. 重イオンによる核子移行反応の解析

阪 大 理 冠 哲 夫

2. Analysis of the Heavy Ion Induced Transfer Reactions

TETSUO KAMMURI

Osaka University

Analysis of the heavy ion induced transfer reactions by use of the finite-range DWBA method is briefly described.

1. ま え が き

原子核と原子核が衝突する際に、一ケの核子が一方の核から他方へ移る重イオン transfer 反応の取扱い方として、以前から BREIT¹⁾ のトンネル効果の理論があった。

古典的にみて、Coulomb barrier よりずっと低いエネルギーの反応では、二つの核はいちばん近くをとおるときでも、かなりお互いからはなれている。BREIT の考えた mode は核子がトンネル効果によって二つの核の間にある potential barrier をすりぬけてうつるようなものである。このとき、核同士の運動は静止しているかのように断熱近似で扱われる。ただし Coulomb barrier より高いエネルギー領域では、近似の妥当性が失われる結果、BREIT 理論は修正を必要とする。

このようなエネルギーでの transfer 反応の解析に、DWBA 法を使おうとするとき、まず適用可能かどうか問題になる。たとえば ^{16}O を $^{12}\text{C} + \alpha$ とみて、 ^{11}B への α transfer の際に、 ^{16}O と ^{11}B の核表面がふれ合うとき、相互作用が急に強くなって、 ^{12}C 、 ^{11}B 、 α の三つが多体問題的にみて複雑な運動をするのではないかと考えたくなる。DWBA の適用可能性をしらべるのには、実際に計算をおこなって、実験との食いちがいを調べるのが手っとり早い。

Coulomb barrier 以下のエネルギー領域で、DWBA が有効ということは BUTTLE and GOLDFARB²⁾ によって示された。 $^{14}\text{N}(^{14}\text{N}, ^{13}\text{N})^{15}\text{N}$ 反応を例にとって、Coulomb 力により歪められた波を使った DWBA は、spectroscopic factor をひき出すのに有用であることが調べられている。

最近、私たち³⁾は Coulomb barrier 近くのエネルギー領域での軽い核間の transfer 反応について DWBA の適用性をしらべた。核子 transfer の際には、角分布と絶対値をだいたい DWBA で合わせることができる。ただし、 α cluster transfer は、その束縛状態のよくわからないことも原因して、はっきりした結論を出せなかった。2節では、その計算結果を述べることにして、3節では、重イオン反応を DWBA 法で解析する際に、より軽い α 、 t などによる直接反応とちがうと思われる二、三の問題点にふれることにする。

2. DWBA 計算の結果

解析に使った optical parameters の値は TABLE 1 にまとめた。Optical potential の虚部の形は Woods-Saxon 型である。また、transfer される粒子 (α cluster も含めて) を束縛する potential として調和振動子型および Woods-Saxon 型をとった。後者の場合につき、TABLE 2 で絶対値の比較をしている。

$^{14}\text{N}(^{14}\text{N}, ^{13}\text{N})^{15}\text{N}$ 反応⁴⁾では、どちらの ^{14}N が neutron を失って ^{13}N になるのかかわからないので、反対称化が必要である。12.3 MeV などの low energy で 0° 方向に出てくる ^{13}N は、強い Coulomb 斥力のため 180° 後方にはねかえされた target ^{14}N からのものである (Fig. 1)。計算では、終状態はともに基底状態としている。

弾性散乱の角分布の後方にみられる構造の解釈としては、potential 散乱, fluctuation, 分子 resonance や transfer 反応などと、いろいろな見方があるが、はっきりした結論がだされていない。ここでは $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O})^{12}\text{C}$ 反応⁵⁾について、その後方角分布を α transfer 反応とし

TABLE 1
Parametric values used in the calculation

Reaction	V (MeV)	W (MeV)	r_R (fm)	r_I (fm)	a_R (fm)	a_I (fm)	r_C (fm)	R_{cut} (fm)	ν (fm ⁻²)
¹⁴ N(¹⁴ N, ¹³ N) ¹⁵ N (a)	50	5	1.25	1.25	0.65	0.65	1.25	7	0.25
	50	25	1.25	1.25	0.65	0.65	1.25	0	0.25
¹² C(¹⁶ O, ¹⁶ O) ¹² C	59.5	2.38	1.075	1.55	0.45	0.45	1.25	6	0.5
¹¹ B(¹⁶ O, ¹⁵ N) ¹² C	59	6	1.10	1.4	0.58	0.58	1.25	0	0.38(p)
								6	0.5(α)
²⁷ Al(¹⁶ O, ¹⁵ N) ²⁸ Si	50	25	1.15	1.15	0.65	0.65	1.25	0	0.96A ^{-1/3}

Columns two to eight list the optical-model parameters, and column nine gives the value of the lower radial integration cutoff. The last column lists the size parameter of the harmonic oscillator wave function of the transferred particle.

TABLE 2
Comparison of the absolute magnitudes of the experimental cross sections with the DWBA predictions using Woods-Saxon wave function.

Reaction	Lab. energy (MeV)	C. M. angle	Exp. value (mb)	Calculation (mb)
¹⁴ N(¹⁴ N, ¹³ N) ¹⁵ N	12.3	80°	$(3.7 \pm 1.4) \times 10^{-3}$	1.4×10^{-3}
	14	80°	$(3.6 \pm 0.4) \times 10^{-2}$	2.7×10^{-2}
	16	80°	$(2.1 \pm 0.3) \times 10^{-1}$	1.6×10^{-1}
	18	80°	$(3.6 \pm 0.2) \times 10^{-1}$	2.9×10^{-1}
¹² C(¹⁶ O, ¹² C) ¹⁶ O	35	170°	14	12.6
¹¹ B(¹⁶ O, ¹⁵ N) ¹² C				
	p transfer	27	33°	$1.4^{+0.2}_{-0.1}$
	30	20°	0.8 ± 0.06	1.7
α transfer	27	141.5°	0.185 ± 0.045	0.24

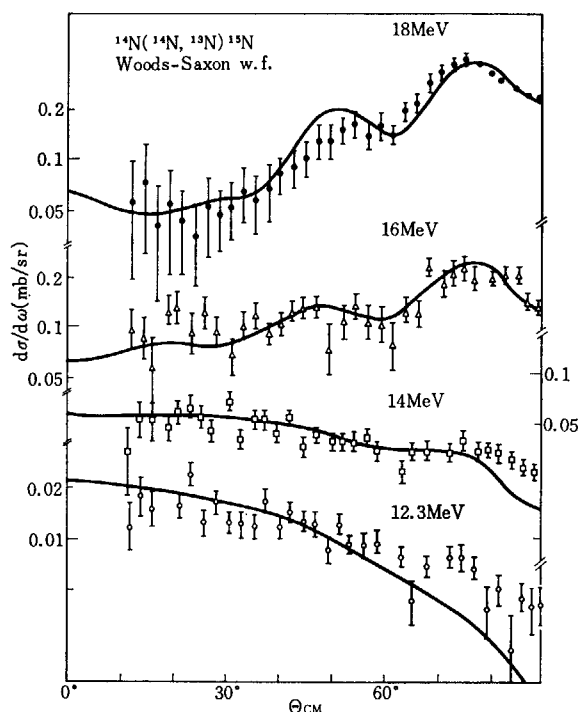


Fig. 1 Comparison between the experimental ¹⁴N(¹⁴N, ¹³N)¹⁵N cross section and the theoretical curves at $E_{lab} = 12.3, 14, 16$ and 18 MeV. Woods-Saxon wave function is used for the neutron bound state. Each curve is normalized to experiment arbitrarily.

て解析した (Fig. 2). このとき, 前方角分布から optical parameter をきめられるという利点がある. Transfer される $2p2n$ 粒子系を一体の α cluster でおきかえるような近似は, α と core とが重なり合う領域では悪くなって, α cluster state は shell model states にとけこんでいく. そこからの transfer 反応への寄与は小さいと仮定して, radial cutoff を使っている.

¹¹B(¹⁶O, ¹⁵N)¹²C 反応⁶⁾では, ¹⁶O は, ¹⁶O \rightarrow ¹⁵N + p と ¹²C + α との2種類の分かれかたをする. 計算では両者の干渉は取り入れていない (Fig. 3). α transfer についてはやはり cutoff を使っている. その角分布は色々の parameter の値を変えるとかなりかわるので, 図に示した α transfer の計算値はあまり確実性はない. Proton transfer の radial integral について問題があるが, それには3節でちょっとふれる.

終りに ²⁷Al(¹⁶O, ¹⁵N)²⁸Si 反応⁷⁾については, 精度上, Woods-Saxon 波動関数を使った計算はできなかった. harmonic-oscillator 型を使った場合を Fig. 4 に示しているが, 絶対値は実験値に比べ2桁小さい. これは tail region を正しく扱わなかったためと考えている.

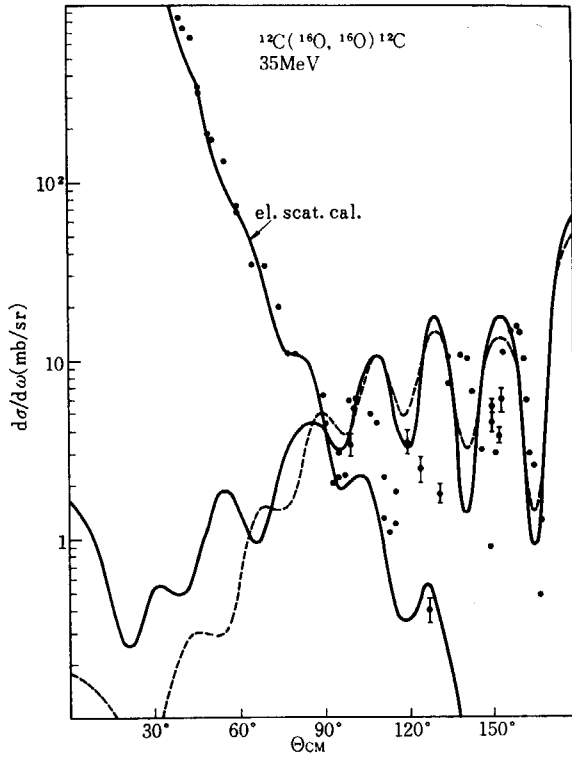


Fig. 2 Comparison between the cross sections of the experimental $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O})^{12}\text{C}$ ground state reaction and the theoretical curves at $E_{\text{lab}}=35\text{ MeV}$ (normalized). The dashed and solid curves were obtained by using Woods-Saxon (interaction range $\xi=4.4\text{ fm}$) and harmonic oscillator wave functions, respectively.

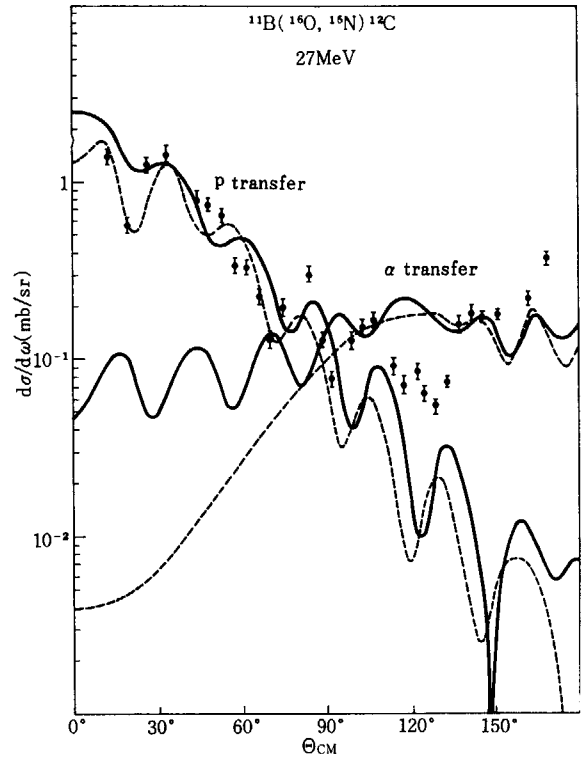


Fig. 3 Comparison between the cross sections of the experimental $^{11}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{15}\text{N})^{12}\text{C}$ ground state reaction and the theoretical curves at $E_{\text{lab}}=27\text{ MeV}$. The dashed and solid curves were obtained by using Woods-Saxon and harmonic oscillator wave functions, respectively. For the α transfer part, HO calculation uses $\nu=0.5\text{ fm}^{-2}$, while WS one uses $\xi=3.9\text{ fm}$. All curves are arbitrarily normalized.

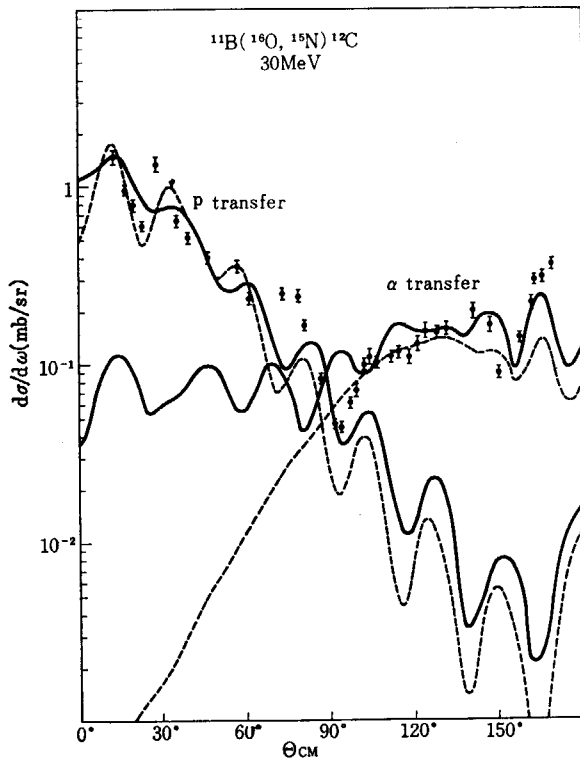


Fig. 4 Same as in Fig. 3 except for $E_{\text{lab}}=30\text{ MeV}$.

3. DWBA 法の適用にあたっての問題点

3.1. Optical potential parameters のあいまいさ

重イオンによる弾性散乱の実験結果は、あまり豊富ではない。しかも optical parameter の値は、衝突する2ヶの核の性質によって、かなりかわるようである。 $^{16,17,18}\text{O}$ の ^{12}C での散乱⁹⁾や、 ^{16}O の $^{10,11}\text{B}$ での散乱⁹⁾がそれを示している。このため終状態に不安定核を含むような transfer 反応では、distorting potential のきめ方に任意性が出てくる。

ふつう弾性散乱の解析は、potential の実部の深さ V_0 を 50 MeV 位にとってなされているが、かなりの ambiguity があると予想される¹⁰⁾。d, t, α の散乱からの類推で、target から入射 ion をばらばらの粒子の集まりのようにみるなら、 V_0 は $50 \times (\text{入射 ion の質量数})\text{ MeV}$ であってもよい。また α - α 散乱のように、二つの核はそれぞれで強く束縛されているため、かえって両者の間の coupling が弱いと考えるなら、 V_0 はずっと小さくて 20 MeV 以下の値になってもよいわけになる。

BRUECKNER *et al*¹¹⁾ は、Thomas-Fermi の statistical model で、 ^{16}O — ^{16}O 間の potential を計算して、short

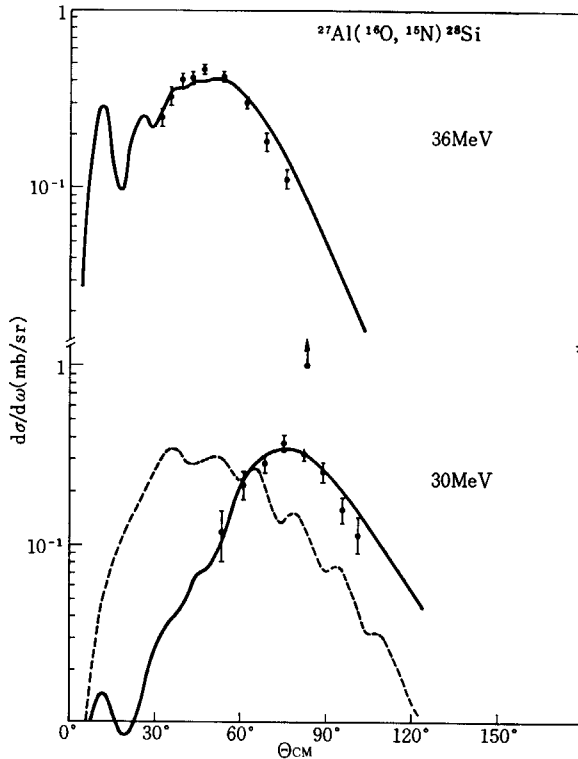


Fig. 5 Comparison between the cross sections of the experimental $^{27}\text{Al}(^{16}\text{O}, ^{15}\text{N})^{28}\text{Si}$ ground state reaction and the theoretical curves at $E_{\text{lab}}=30$ and 36 MeV. For 30 MeV case, the dashed curve was obtained using $V=50$ MeV, $W=5$ MeV, $r_0=1.25$ fm, and $a=0.65$ fm. All curves are arbitrarily normalized.

range の斥力 core の存在を示した。これは核力の飽和性によるものである。彼らの導き出した potential (real) は、

$$V_n(r) = A e^{-Br} - V_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r-R_0C}{a}\right) \right]^{-1} \quad (1)$$

$$A=100 \text{ MeV}, B=0.6 \text{ fm}^{-1}, V_0=30 \text{ MeV}, \\ a=0.25 \text{ fm}, R_0=6 \text{ fm}, C=1.2$$

と表わしうる。この場合、potential の虚部が、表面できくのか、core のところできくのかは理論的に導き出されていない。

弾性散乱の実験結果がもっと蓄積されること、そして斥力 core の可能性もとり入れての詳しい解析がなされることが必要であると思われる。

3.2. Finite-range 計算

遷移にきく力として、始めの状態での transfer される粒子と core との間の相互作用が、両者の相対距離 r の函数 $V(r)$ の形で使われた。この粒子が始めに角運動量が 0 の状態にないときには、 $V(r)$ を δ 型に近似できず、finite-range の DWBA 計算をしなければならない。 ^{12}C と α との相対角運動量を 0 にとって、 $^{16}\text{O} = ^{12}\text{C} + \alpha$ から ^{12}C への α transfer を考えるときに、zero-range の計算をしてみたが、結果は finite-range のときとだいぶ異なる。 $^6\text{Li} = \alpha + d$ model で、 $(d, ^6\text{Li})$ 反応を

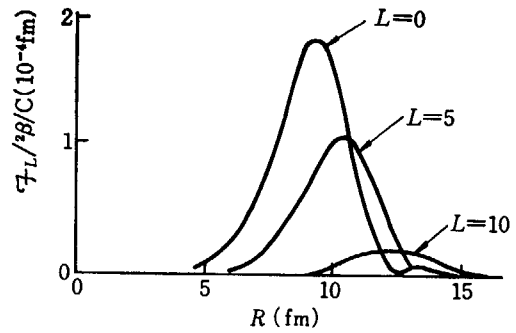


Fig. 6

zero-range と finite-range で計算してみて、あまりちがわなかった¹²⁾のとは話がちがう。

Finite-range の計算では、(2) 式で定義される radial integral は二重積分である。

$$I_{L_b L_a}^{(a)} = \int_0^\infty r_a dr_a \int_0^\infty r_b dr_b \chi_{L_b}^{(b)}(k_b, r_b) F_{L_b L_a}(r_b, r_a) \times \chi_{L_a}^{(a)}(k_a, r_a) \quad (2)$$

ここで、 $\chi_L(k, r)$ は distorted partial wave の動径部分であり、 $F_{L_b L_a}$ は form factor を spherical harmonics の double series に展開した係数である¹³⁾。たとえば、 $^{14}\text{N} + ^{14}\text{N}$ で相互作用半径 $R=r_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ は 6 fm 位であって、(2) 式の積分には 15 fm 位までじゅうぶんきくので (Fig. 6)、積分を評価する際の mesh point の数が多くなる。このようなことから精度のよい計算をより重い核におこなうのが容易でなくなる。一方、角運動量 L はそれほど大きくないので、そのほうからの計算への制限は受けなかった。

3.3. 束縛状態の波動函数

上に述べたように、二つの核がかなり離れているところからも核子の移行がおこなわれるので、その束縛状態での波動函数の tail のひき方が重要である。 $E_{\text{lab}}=12.3$ MeV の $^{14}\text{N}(^{14}\text{N}, ^{13}\text{N})^{15}\text{N}$ 反応で調和振動子型の potential をとるとき、size parameter ν が標準的な 0.32 fm^{-2} では $\sigma_{\text{calc}}/\sigma_{\text{exp}}$ は 0.01 であり、 $\nu=0.25 \text{ fm}^{-2}$ で 0.33 にふえる。なお、 $\nu=0.32 \text{ fm}^{-2}$ のとき、 $E_{\text{lab}}=18$ MeV では $\sigma_{\text{calc}}/\sigma_{\text{exp}}$ は 0.05 である。これは、エネルギーが上ると核がより近づいたところがきき出すことを表わしている。Woods-Saxon 型 potential で、 $\sigma_{\text{calc}}/\sigma_{\text{exp}}$ がだいたい 1 になる。

3.4. Radial integral の L dependence

普通、表面反応といわれる反応では、distorted wave を部分波 (角運動量 L) に展開するとき、 L が L_0 (古典的に二つの核がちょうど接するような角運動量) に近いものだけがきいている。すなわち $L > L_0$ の波の波動函数は遠心力のため核内で小さい。 $L < L_0$ の波はそのおもな部分は核内に入るが、そこで強い吸収をうけ、反

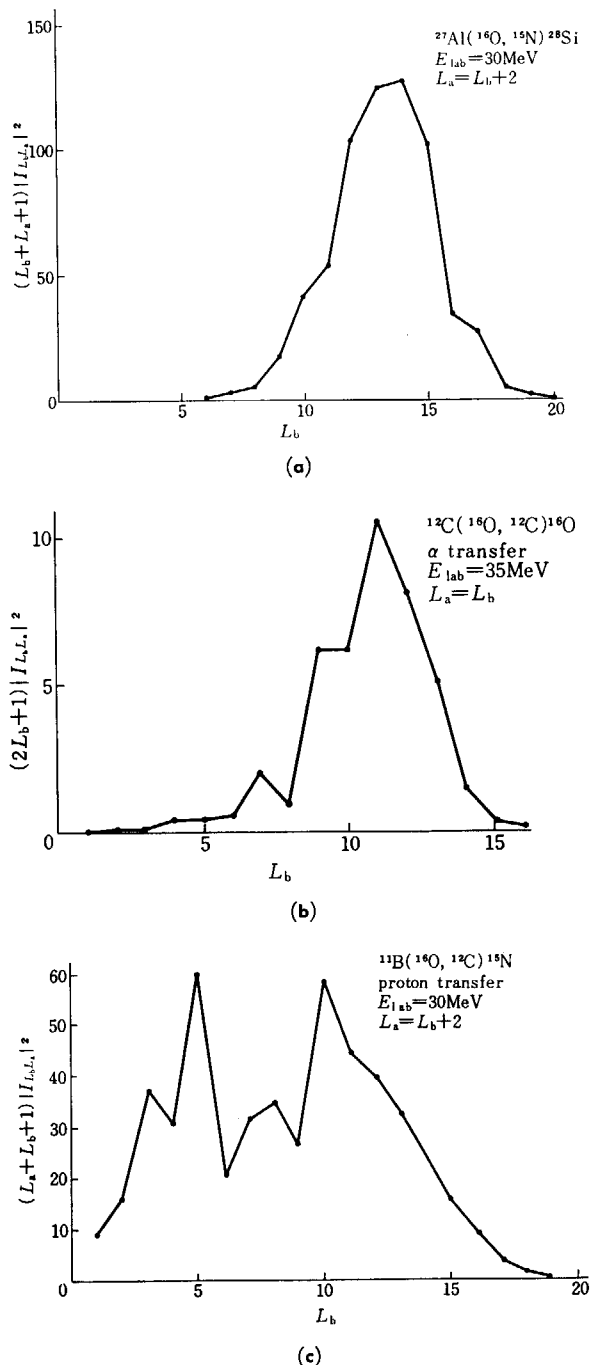


Fig. 7

射係数が小さいので、 $\chi_L(k, r)$ は内側への進行波となり、変化がはげしいため、 $I_{L_b L_a}$ は小さくなる (L -space localization). このとき、座標空間においても、入射粒子と target 核が強く重なりあうような領域からの寄与は少ない (r -space localization). このような場合に、 $L_b \gg 1$ であれば、半古典的近似をとり入れた diffraction model¹⁴⁾ が適用できることになる。

そこで $(L_a+L_b+1)|I_{L_b L_a}|^2$ を、 L_b に対して図示したのが Fig. 7 である。 $^{27}\text{Al}(^{16}\text{O}, ^{15}\text{N})^{28}\text{Si}$ 反応では、 L -space localization がみられるが、6 fm の radial cutoff を使ってもほとんどかわらないことから、座標空間でも localization がおこなわれているようである。 ^{27}Al のと

きと同じように、大きい虚部 W の optical potential を使った $^{14}\text{N}(^{14}\text{N}, ^{13}\text{N})^{15}\text{N}$ 反応に対しても、radial integral は L 空間で表面型である。二つの α transfer 反応に対しては、6 fm cut を使ったとき、やはり L -space localization が起こった。例外は $^{11}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{15}\text{N})^{12}\text{C}$ 反応の proton transfer part であって、 L 空間で volume 型の分布を示す。これに cutoff をやると角分布が変化しうである。この p transfer と二つの α transfer とは、 W が小さいので、低い L 波の核内からの寄与が大きいため、no cut では volume 型であって、cut を施すと、表面型になり低い L の寄与がのぞかれるようになっていると思われる。ただし cutoff の正当性は別に議論されねばならない。

References

- 1) BREIT G., POLAK J. A., and TORCHIA D. A.: *Phys. Rev.* **161**, 993 (1967) and references therein.
- 2) BUTTLE P. J. A. and GOLDFARB L. J. B.: *Nucl. Phys.* **78**, 409 (1966)
- 3) KAMMURI T. and YOSHIDA H.: *Nucl. Phys. A* **129**, 625 (1969)
- 4) HIEBERT J. C., MCINTYRE J. A., and COUCH J. G.: *Phys. Rev.* **138**, B 346 (1965)
- 5) von OERTZEN W. *et al.*: *Phys. Lett.* **26 B**, 291 (1968)
- 6) BOCK R. *et al.*: *Phys. Lett.* **18**, 45 (1965), **22**, 456 (1966)
- 7) NEWMAN E., TOTH K. S. and ZUCKER A.: *Phys. Rev.* **132**, 1720 (1963)
- 8) GOLDRING G. *et al.*: *Phys. Lett.* **25 B**, 538 (1967)
- 9) ÖKUMA Y.: *J. Phys. Soc. Japan* **24**, 677 (1968)
- 10) ECK J. S., LASALLE R. A., and ROBSON D.: *Phys. Lett.* **27 B**, 420 (1968)
- 11) BRUECKNER K. A., BUCHLER J. R., and KELLY M. K.: *Phys. Rev.* **173**, 944 (1968)
- 12) DENES L. J., DAEHNICK W. W., and DRISKO R. M.: *Phys. Rev.* **148**, 1097 (1966)
- 13) AUSTERN N. *et al.*: *Phys. Rev.* **133**, B 3 (1964)
- 14) KAMMURI T. *Prog. Theor. Phys.* **28**, 634 (1962), SUZUKI T.: *Prog. Theor. Phys.* **39**, 83 (1968)

3. $1s0d$ 殻核の殻模型による研究

東 大 理 有 馬 朗 人

3. Structure of sd -Shell Nuclei

AKITO ARIMA

University of Tokyo

Conventional shell model is applied to calculate properties of $1s0d$ shell nuclei. Although agreements with observations are generally satisfactory, a few characteristic discrepancies between the shell model calculations and observations are found. They are

- (i) the positions of the $K=2$ band,
- (ii) the positions of states with $1/2^+$,
- (iii) transition probabilities of excited 0^+ states.

Some considerations are examined to remedy some of them.

1. 序 文

Shell model の計算は、 p -shell については KURATH らや Oak Ridge の group によって、かなりよく調べられている。 sd -shell についてのわれわれの group は shell model の範囲内において、できるだけ完全な計算をおこない、 shell model について次のようなことを調べようとした。

1. Collective model との対応性
 2. Effective interaction
 3. Shell model の限界はどこにあるか
- 4 体系までは sd -shell の範囲での完全計算、 5~8 体系では、 SU_3 群を用いた簡約化をおこなった^{1), 2), 3), 4)}。

2. 普通の shell model の成功と不成功

2.1. 仮定

Hamiltonian は Elliott-Flowers のと類似したものを使う。

$$H = H^{16}_0 + \sum_i (T_i + U_i + \xi l_i \cdot S_i) + \sum_{i>j} V_{ij}$$

ここで

- a) H^{16}_0 ; ^{16}O を閉殻とする,
- b) U_i , $\xi l_i \cdot S_i$; ^{17}O , ^{17}F から求める,
- c) $U_i = +kr_i^2 - U_0$ (平均場),
- d) V_{ij} を残留相互作用と呼ぶ。以下ときに potential と呼ぶこともある。

$$\left\{ \begin{array}{l} \textcircled{1} V_{ij} = - \{ {}^{13}V_0 {}^{13}\text{P} + {}^{31}V_0 {}^{31}\text{P} + {}^{11}V_0 {}^{11}\text{P} \\ \quad + {}^{33}V_0 {}^{33}\text{P} \} f(r_{ij}) \quad (\text{中心力近似}) \\ \textcircled{2} \text{matrix element } \langle d_{5/2}^2 | v | d_{5/2}^2 \rangle \text{ etc. を free} \\ \text{parameter として } \chi^2\text{-fitting させる.} \end{array} \right.$$

(1)は INOUE, HAGIWARA, SEBE, ARIMA¹⁾ および AKIYAMA, ARIMA, SEBE⁴⁾ での近似

(2)は ARIMA, COHEN, LOWSON and MACFARLANE⁵⁾での近似

③Oak Ridge の group は 6 体までの完全計算をおこなっている⁶⁾。その K -matrix を彼らは、Hamada-Johnston の核力から K -matrix を求めて renormalize した Kuo-Brown⁷⁾ の effective interaction を使っている。(これを K-B potential と呼ぶことにする)

2.2. 実験との比較

$^{18}\text{O} \sim ^{20}\text{Ne}$ まではすべての基底をとっているので Oak Ridge とわれわれの計算との相異点は potential だけである。

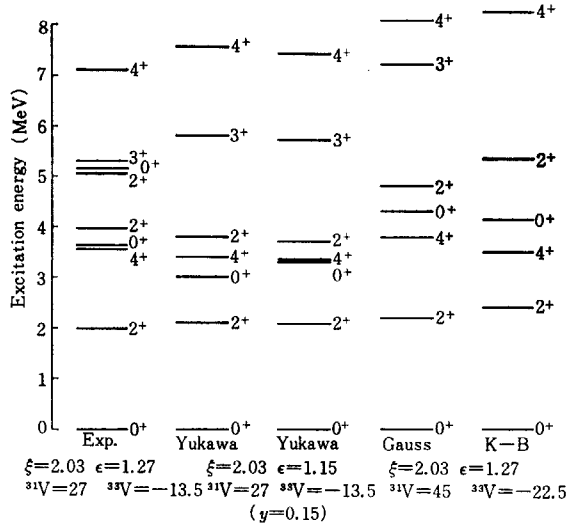


Fig. 1 ¹⁸O

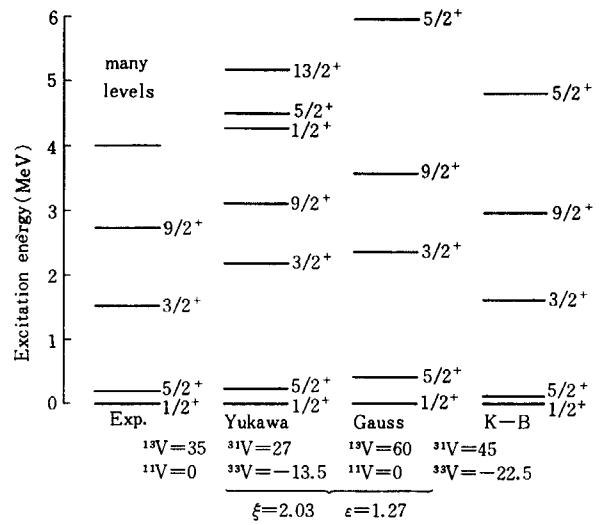


Fig. 3

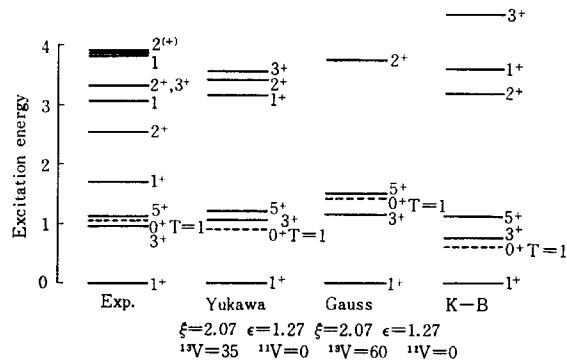


Fig. 2 ¹⁸F

これは CHRISTY および FOWLER が指摘したことで、それを用いて ARIMA, HORIUCHI および SEBE⁹⁾によって ¹⁸F 前後の核の励起状態の性質が論じられた。

b) α -transfer 反応

¹⁴N(⁶Li, d)¹⁸F*, ¹⁴N(⁷Li, t)¹⁸F* 反応で 1.7 MeV と 2.5 MeV に大きな反応断面積が観測された⁹⁾。これは、p-shell に α 粒子をつかまえるよりも粒子が一個もない sd shell に α 粒子をつかまえるほうが、spectroscopic factor が大きくなるためである。これらの反応によって大きく励起される level は 4p-2h component が大きいレベルであると考えられる。したがって 2.5 MeV の 2⁺ もテンサー力で無理にさげる必要がなさそうである。

2.2.1. ¹⁸O

Excited O⁺ を除いてはよく合わせることができる。これは、1s の wave function を少し変えれば多少の改善が可能である。Excited O⁺ は、残留相互作用の性質に非常に鋭敏で ²⁰Ne の場合にも同様の傾向を得ている。

実験では、excited O⁺ state から first 2⁺ state に強い E2 遷移が観測されているが、これを説明するには、O⁺ (3.63 MeV) と 2⁺ (1.98 MeV) の両方の state に core-excited 4p-2h state が 25~30% 必要であることが知られている⁵⁾。

2.2.2. ¹⁸F

1.13 MeV 以下の低い励起状態は、K-B potential でもわれわれの計算でもよく説明できる。その上の 1⁺ (1.7 MeV) および 2⁺ (2.53 MeV) は、説明できない。χ²-fitting においてもこの 1⁺ と 2⁺ を除けばきれいに合わせることができた⁵⁾。2⁺ については、テンサー力を弱い引力として考慮すれば説明できる可能性がある⁹⁾。1⁺ は core-excited 4p-2h state であると言われている。

その実験的な根拠としては、次の二つが考えられる。

a) Binding energy の systematics

2.2.3. ¹⁸F

K=1/2+ground band がよく再現されている。理論的には、4 MeV あたりから2つの band が現われるはずである。Ground band が prolate であるのに対し、この2つの excited bands は oblate であると予想されることが ARIMA-HAMAMOTO により示されている¹⁰⁾。すなわち、K=3/2 や K=5/2 に形が同じのまま励起するよりも形を変えて K=5/2, K=1/2 につまったほうが energy を得するためであろう。

この種のことを確かめるには、たとえば、¹²C のように形のわかっている核を target にして ¹²C(³He, ⁶Li)⁹B のような実験をすれば、⁹B は g. s. は、正の変形をもつと考えられる核であるが、この反応によって ⁹B の負の変形をもつレベルを見つけることが可能である。

2.2.4. ²⁰Ne

(i) ground K=0 band は、非常によく合う。ところでこの band は E=A+BJ(J+1) からずれて折れまがる。SU₃ の極限 (8, 0) でも確かに直線からずれているが折れまがる傾向は現われない。Q-Q 力に pairing 力を

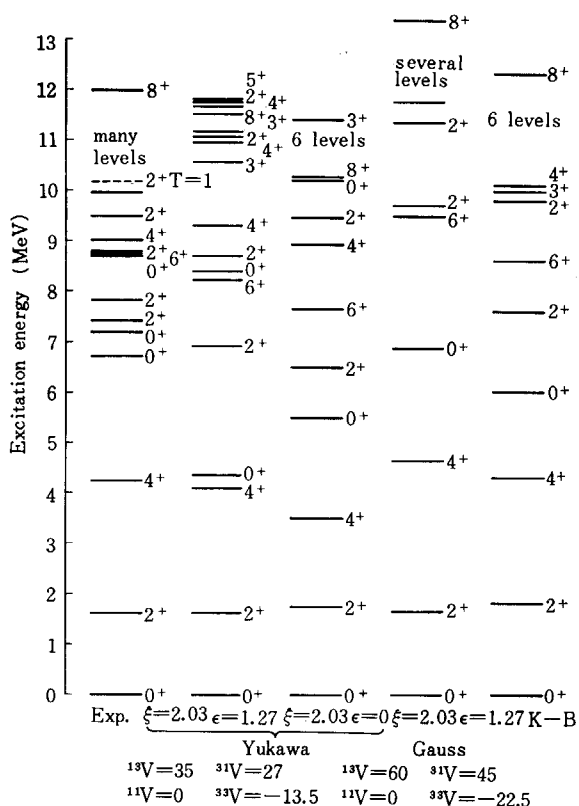


Fig. 4-a

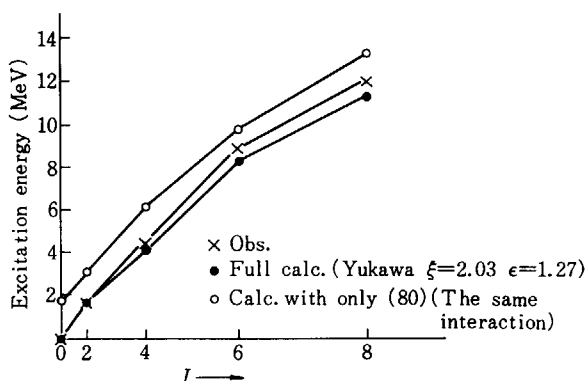


Fig. 4-b

加えたと折れまがることは、KALMAN らによって示されている¹¹⁾。

すなわち、 0^+ , 4^+ , 8^+ の state は $(8, 0)$ state からずれが 2^+ , 6^+ のそれよりも大きいことを示している。原因として考えられることは、

- (1) residual interaction が簡単な Q-Q 力からずれること、
 - (2) $l. s$ 力が $[4] (8, 0)$ に $[31] (6, 1)$ state をまぜる働きがある、
- の二つが考えられる。

(c) Excited 0^+ ($K=0$ band) は Yukawa 型の残留相互作用では低く出すぎる。 χ^2 -fitting の場合にも重要なデータであることから、残留相互作用の性質を知る上で大切であることがわかる。また実験では 7 MeV 付近に 2 個の 0^+ が見つかっているのに計算では 1 個の 0^+ し

(c) $B(E_2)$

TABLE I

(a)

$J_i \rightarrow J_f$	$\Gamma_\gamma \text{ obs. } (E2)$	$\Gamma_\gamma \text{ cal. } (E2)$
$2_1 \rightarrow 0_1$	17.6	17.6
$4_1 \rightarrow 2_1$	15.1	20.7
$6_1 \rightarrow 4_1$	28 ± 7	18.1
$8_1 \rightarrow 6_1$		11.0
$0_2 \rightarrow 2_1$	3.8	0.51
$2_2 \rightarrow 0_1$		0.002
$2_2 \rightarrow 0_2$		8.32

(b)

	Q_0/e (barn)	Q_0/e (barn)
2_1	-0.16	0.55 ₂
4_1	-0.20	0.55 ₀
6_1	-0.22	0.54 ₄
8_1	-0.22	0.52 ₂

か予言できない (χ^2 -fitting でも 1 個) ことから、もう一方の 0^+ は $(sd)^4$ だけでは説明できない core-excited-state である可能性が強い。

次に実験ではこれらの 0^+ の上に 2 本の 2^+ (7.46 MeV, 7.90 MeV) が見つかっているが、計算では 1 本しか出ない。K-B potential を使っても 1 本しか得られないことが注目される。これらの 2^+ state から 0^+ state への E2 を測定することがこれらの 2^+ がどちらの 0^+ の rotational band に属するかを知る上で興味がある。

(c) $B(E_2)$

Effective charge として 0.583 e をとると、 $B(E_2, 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ はぴったり合う。他の transition も SU_3 model での prediction からそんなにずれない。例外は $0_2^+ \rightarrow 2_1^+$ 転移で実験値は計算値の 7 倍も大きい。これは ^{18}O における $0_2^+ \rightarrow 2_1^+$ 転位と同様に考えられ、core-excited state の影響と思われる。この計算は、STROTTMAN D., BROWN G. E. と ARIMA¹²⁾との協同でおこなわれている。

Q_0/e を計算すると excited state の値が ground state

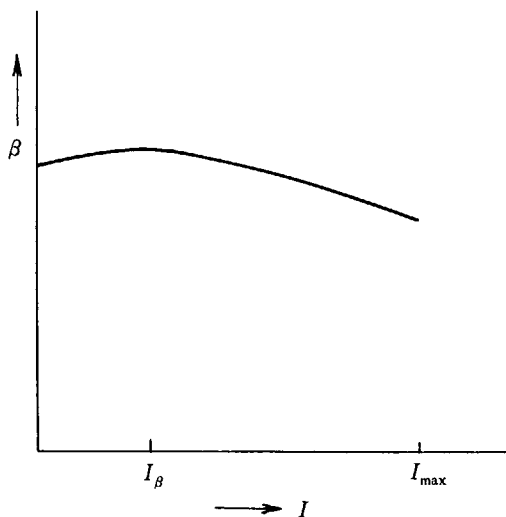


Fig. 4-c

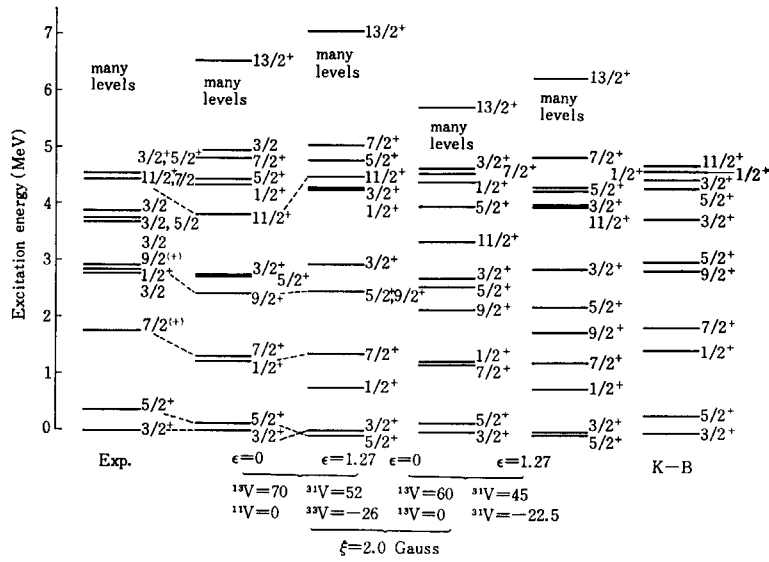


Fig. 5 ^{21}Ne

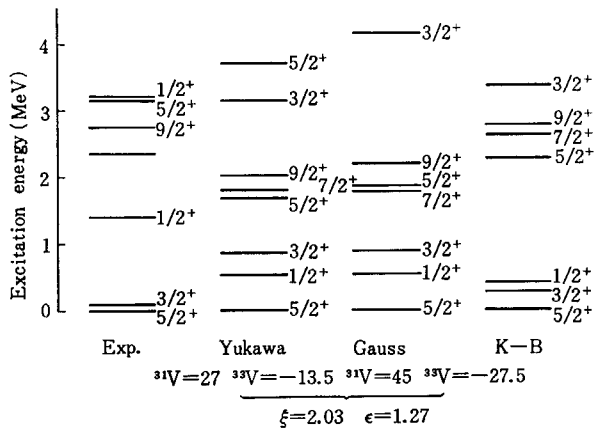


Fig. 6 ^{19}O

の値より少しずつ小さくなっていることがわかる。これは、 ^{12}C において、FEDERMAN らが projected Hartree-Fock で得た結果と類似している¹³⁾。彼は energy を極小化する β の値がスピンを大きくすると、小さくなることを示している。重い核においては、 $I \rightarrow$ 大にすると、少

しずつ β が大きくなるように信じられていたが、実際には、それほどでもない¹⁴⁾。Ne などの軽い核では、rotational band の $I_{\text{max}} \sim 10$ に対してほとんどが観測されているが、重い核では $I_{\text{max}} \sim 100$ に対し観測されているのは、せいぜい $I_{\text{obs max}} \sim 10$ 。すなわち、軽い核では、 $\frac{I_{\text{obs max}}}{I_{\text{max}}} \sim 100\%$ に対し、重い核では $\frac{I_{\text{obs max}}}{I_{\text{max}}} \sim 10\%$ 程度であるため、この傾向がはっきりわからないのがある。私の予想としては Fig. 4-c のようになるものと思う。この I_{β} は軽い核では ~ 2 、重い核で ~ 10 位のものと思う。 ^{20}Ne についての projected Hartree の立場から UNE によって同じことが確かめられた¹⁵⁾、 $^{16}\text{O} + \alpha$ cluster model から HORIUCHI によって同じような結果が得られている¹⁶⁾。

2. 2. 5. ^{21}Ne

^{21}Ne 以上では完全計算ができなかったので Nilsson base に近い SU_3 base をとり 60 次元ぐらいまでとって

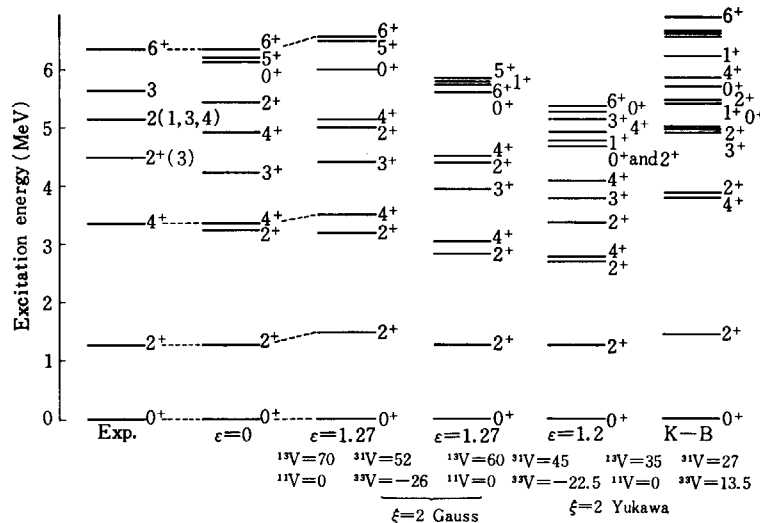


Fig. 7 ^{22}Ne

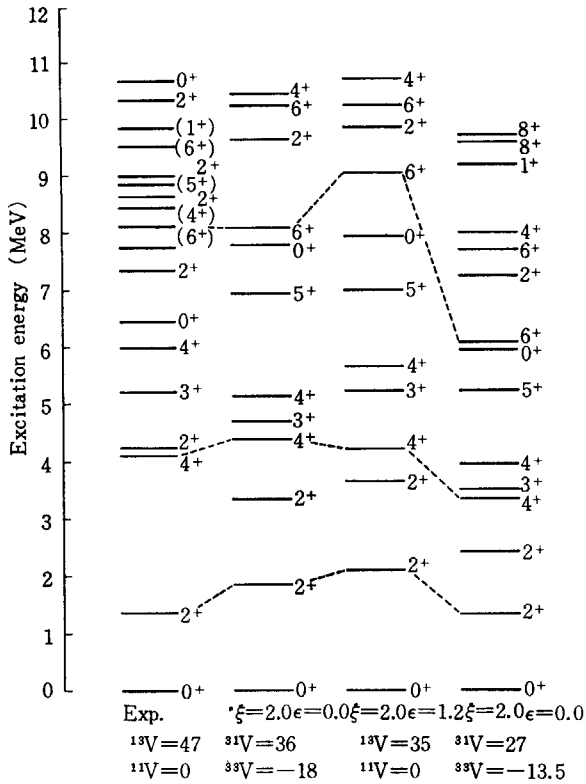


Fig. 8 ²⁴Mg

計算した。

$K=3/2$ ground band はよく合う。しかし、難点は $1/2^+$ が低く出すぎることである。このことは、¹⁹O においても同じように $1/2^+$ が低く出すぎる。この傾向は K-B potential による Oak Ridge の結果でもまったく同じである。これらの問題を解くため、まず ¹⁹O で $1/2$ state を中心にしてレベル structure と transition をしっかり測定してほしい。

2. 2. 6. ²²Ne および ²⁴Mg

²²Ne の $K=0^+$ ground band はきれいに合うが、excited $K=2^+$ band が 1 MeV 近く低く出すぎる。(2⁺ と 3⁺ と level spacing は OK) ²⁴Mg でも同じ事情で $K=2^+$ の band が低く出すぎる。得られた wave function を check するには、branching ratio を見る必要がある。それは現在計算中である。

3. 問題点と 2, 3 の試み

以上述べたように、shell model に基づく計算によりかなりよく実験と一致する結果を得た。しかし

- a) $K=2^+$ band が低く出すぎる。(²²Ne, ²⁴Mg)
- b) $1/2^+$ 状態が低く出すぎる。(¹⁹O, ²¹Ne, ²³Na)
- c) 励起 0^+ (¹⁸O, ²⁰Ne)

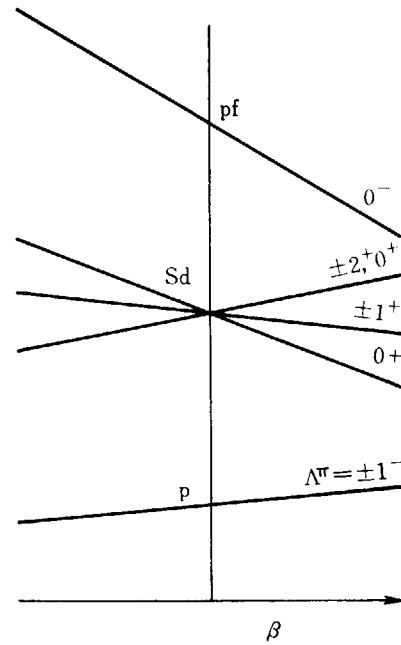


Fig. 9

などの問題は sd 殻中ではいくら近似をあげてもうまく説明できないのではなからうか。χ²-fitting によると ¹⁹O の $1/2^+$ がよく合っていることから、上のように断言してしまうのは早計かも知れない。しかし a) および c) については確実である。そこで a) および c) についての試みを述べておく。

a) $K=2^+$ band について

まず何ゆえこの問題が発生するかその理由を言う。簡単のために (l, s) 力がないときの Nilsson diagram を描いてみよう。²⁰Ne までで $\Lambda^{\pi}=0^+$ のレベルがいっぱいになって、たとえば ²²Ne の最後の 2 つの中子性は、次の $\Lambda^{\pi}=\pm 1^+$ のレベルに入る。そうすると K は 0 および 2 の両方が可能で、Nilsson model の範囲では、これら 2 つのバンドが縮退する。この事情は SU₃ でも、もっと一般の H. F. model でも同じである。そこで γ 方向の変形まで考えに入れて縮退をとくという考え方もある。ところが Oak Ridge の完全計算を見るとやはりこの 2 つのバンドが接近して現われてくる。われわれの中心力と Oak Ridge の力ががずいぶん違ったものであることから、この縮退は sd shell の範囲では解けないのではないかと考えられる。そこでまた、先ほどの図を見ると pf shell に属する $\Lambda^{\pi}=0^-$ のレベルが β を大きくするとともに、急に下って来ることがわかる。そこで sd shell に入っていた 2 個を $\Lambda^{\pi}=\pm 1^+$ のレベルからこの $\Lambda^{\pi}=0^-$ のレベルへ励起した状態を考えて見る。後の 4 個は sd shell ($\Lambda^{\pi}=0^+$) に入ったままであるから、全体の $K=\sum_{i=1}^6 A_i$ は 0 である。対相互作用に近い残留相互作用は 2 体系で $T=1, J=0$ または $T=0, J=1$ ($S=1$) の状態の間のみ大きい行列要素を持つ。すなわち K はかなりよく保存される。したがって

$$\langle (sd)^6 K=0 L | V | (sd)^4 (pf)^2 K=0 L \rangle$$

は

$$\langle (sd)^6 K=2 L | V | (sd)^4 (pf)^2 K=0 L \rangle$$

にくらべてずっと大きいはずである。事実

$$\langle (sd)^6 [42] (82) K=0 L | V | (sd)^4 [4] (80) L (f)^2 [2] S; L \rangle \sim 3 \text{ MeV}$$

一方

$$\langle (sd)^6 [42] (82) K=2 L | V | (sd)^4 [4] (80) L (f)^2 [2] S; L \rangle \leq 0.5 \text{ MeV}$$

であることが計算により示される。ところで ^{23}Na のレベルについての実験によれば 4.5 MeV ぐらいに $7/2^-$ があることがわかっているの、 $(sd)^6$ の配位と $(sd)^4 f^2$ の配位のエネルギー差は 10 MeV ぐらいに評価してよいであろう。したがって 2 次の摂動の結果、 $(sd)^6$ の $K=0$ のバンドは約 1 MeV エネルギーが押し上げられる。こうして $K=0$ バンドと $K=2$ のバンドのエネルギー差は実験値にほとんど等しくなる。

ところでもしこの考察が本当に正しければ、 $^{22}\text{Ne}(p, d)$

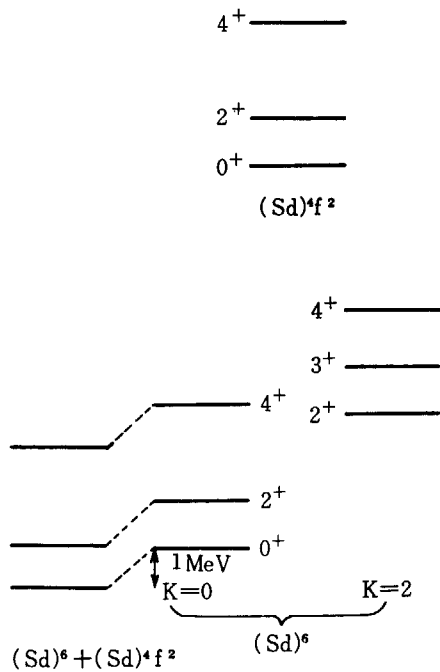


Fig. 10

^{21}Ne などの pick-up 反応をおこなうと $f_{7/2}$ を pick-up することが可能なはずで、そのような実験が大いに興味あるところである。p-pick up は $0p$ の pick-up か $1p$ の pick-up か区別がつかないから上の目的には望ましくない。このとき $(sd)^4 f^2$ の混合する程度は

$$\alpha^2 = \left| \frac{\langle (sd)^6 K=0 L | V | (sd)^4 f^2 L \rangle}{\Delta E} \right| \sim 10\%$$

と考えられる。($\Delta E \sim 10 \text{ MeV}$ $\langle V \rangle \sim 3 \text{ MeV}$)

b) の問題はまだ解けていない、

c) については 2 hole-6 particle の状態 4 hole-8 particle の状態の影響について考察中にある。ただ驚くべきことに

$$\langle (sd)^4 [4] (80) S | V | p^{-2} [2] S (sd)^6 [42] (82) S; S \rangle$$

を計算したら 10 MeV に達したことであり、このきわめて大きい非対角要素が何を意味するか研究中である。例に $2 \hbar \omega = 30 \text{ MeV}$ とふんで 2 次の摂動エネルギーを計算すると

$$-\frac{|\langle V \rangle|^2}{\Delta E} = -\frac{100}{30} \text{ MeV} \sim -3 \text{ MeV}$$

で基底状態が 3 MeV も押し下げられることになる。もしかしたらすべてのレベルが同じ程度押し上げられ、したがって残留相互作用を適当にくりこんでおけば普通の shell model でよいようになっているのかも知れない。

まだいろいろ書きたいことがあるが、省略してまたの機会にのべることにする。

References

- 1) INOUE T., SEBE T., HAGIWARA H., and ARIMA A.: *Nucl. Phys.* **59**, 1 (1964)
- 2) INOUE T., SEBE T., HAGIWARA H., and ARIMA A.: *Nucl. Phys.* **85**, 184 (1966)
- 3) INOUE T., SEBE T., HUANG K.K., and ARIMA A.: *Nucl. Phys.* **A 99**, 305 (1967)
- 4) AKIYAMA Y., ARIMA A. and SEBE T.: *Nucl. Phys.* 印刷中
- 5) ARIMA A., COHEN S., LAWSON R. and MACFARLANE M.: *Nucl. Phys.* **A 108**, 94 (1968)
- 6) HALBERT E.C.: Proc. Third Intern. Symposium on the Structure of Low Medium Mass Nuclei, Univ. of Kansas, Lawrence, Kansas, April 1968, E. C. HALBERT, J. B. MCGROCY and B. H. WILDENTHAL, *Phys. Rev. Lett.* **20**, 1112 (1968)
- 7) KUO T. and BROWN G. E.: *Nucl. Phys.* **85**, 40 (1966)
- 8) ARIMA A., HORIUCHI H. and SEBE T.: *Phys. Lett.* **24B** 129 (1967)
- 9) BETHGE K., MEIER-EWERT K., PFEIFFER K., and BOCK R.: *Phys. Letters.* **24 B**, 663 (1967)
- 10) ARIMA A. and HAMAMOTO I.: *Nucl. Phys.* **A112**, 481 (1968)
- 11) KALMAN L. S., BERNIER J. P. and HARVEY M.: *Can. J. Phys.* **45**, 1297 (1967)
- 12) STROTTMAN D., BROWN G. E. and ARIMA A.: private communication
- 13)
- 14) KIENLE P., HENNING W., KAINDL G., KÖRNER H. J., SCHALLER H. and WAGNER F.: Proc. of the Int. Conf. on Nuclear Structure Tokyo 1967 p. 207
- 15) UNE T.: private communication
- 16) HORIUCHI H.: private communication

4. Rutgers での研究

京大理 小 方 寛

4. Experimental Researches at Rutgers

HIROSHI OGATA

Kyoto University

A brief description about the tandem Van de Graaff accelerator and the experimental programs at Rutgers is given. As an example, the isospin forbidden $^{32}\text{S}+p$ reaction which was used to locate the $T=3/2$ ground analog of ^{33}P in ^{33}Cl is described. An s -wave resonance, having a width of 125 ± 16 eV, was found at an incident proton energy of 3.371 ± 0.004 MeV (corresponding to $E^*=5.558$ MeV in ^{33}Cl).

Rutgers (正確には Rutgers, The State University) には、HIVEC 製 FN 型 Tandem Van de Graaff 加速器が設置されており、かなり活発な研究がおこなわれている。以下その概要について述べる。

本加速器は FN 型 Tandem としては世界で 1 号もしくは 2 号機で、1965 年以後きわめて好調に稼動している。Terminal voltage は通常 8 MV 以下で使用されるが、好調時には 8.5 MV まで昇圧できる。本器は、土曜、日曜、祭日なし 1 日 24 時間 full に使用されており、1966 年 1 月から 1967 年 6 月までの 18 ヶ月間の利用状態は下表の通りである。

実験室の概要を Fig. 1 に示した。(office その他の小室は除いてある。)

Ion source は 2 台組込まれており、随時切換えて使用できる。一方は, duoplasmatron と O_2 gas adder の通常の型のもので、他方は He^- 用 ion source である Duoplasmatron で He^+ を得た後、charge exchange に Li の蒸気を利用して He^- をつくる。この ion source はま

た、 O_2 gas を流すことにより、通常の ion source として、たとえば proton, deuteron などの加速のためにも使用される。

Fig. 1 に示した beam line の配置は少し古いもので、現在では analyzing magnet で曲げられない直進 line の先の switching magnet は撤去され、そのかわり analyzed line の switching magnet の後、最左 (beam に乗って) の line の図に点線の円で示した位置に第 2 の switching magnet を入れ、この line をさらに 5 方向に振分けた。各 beam line には、専用の Q-magnet と electronics 用の cables の末端が設備されており、一つの実験 group がそれぞれ beam line と scattering chamber などの測定器を専用している。ここには、特徴のある測定器は特にないが、新設された beam line の最左には split pole type の detecting magnet が設置され、現在ほとんど完成している。

Control 室と計測室は兼用である。ここには、2 台の小型計算機が設置されており、data taking に SDS-910,

TABLE 1 Distribution of Van de Graaff time among various activities

Activity	Time (hrs)	% of total
Normal operation (Research)	9866	90
Scheduled repairs, maintenance, tests, modifications	911	8
Unscheduled repairs (Tank openings)	216	2
Total	10993	100%
Distribution of beam time among various projectiles		
Protons	5724	58
Deuterons	1067	11
Oxygen	1506	15
^4He	1163	12
^{32}S	406	4
Total	9866 hrs	100%

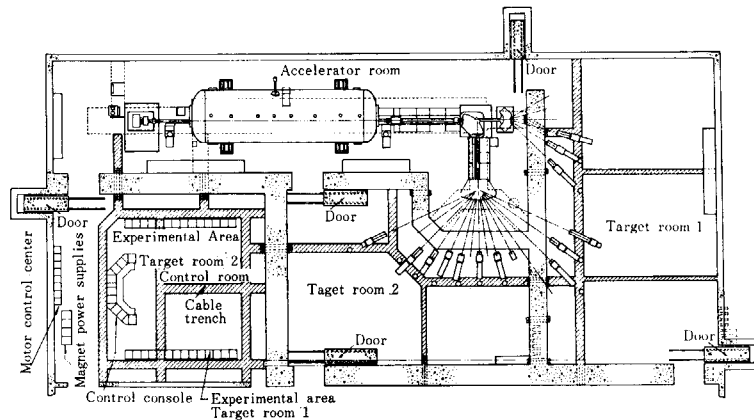


Fig. 1

data reduce に SDS-925 が使用されている。この data process 用の system は近い将来、より強力な Sigma-2 と Sigma-5 からなる system におきかえられる予定である。

Rutgers での Tandem を用いての実験的研究は、7 つ程度の group に分かれておこなわれており、それら group の研究のテーマは下のとおりである。

1. Collective な性質をもつ重い核および中重核による, proton, deuteron, ^3He の弾性および非弾性散乱の研究
2. Reorientation effect を測定して、核の excited state の quadrupole moment を求める
3. Doppler shift を利用して核の excited state の life の測定
4. Isobaric analog resonance の研究
 - a) 軽核における isospin forbidden resonance の研究
 - b) Deformed および transition nuclei における analog resonance の研究
5. Double scattering による polarization の研究
 - a) Polarization の測定により, isobaric analog state の J の決定
 - b) DWBA treatment の test としての (d, p) reaction における polarization の測定
6. 非常に軽い核の研究
 - a) p-n final interaction の研究
 - b) α -p, p-p bremsstrahlung の研究
7. Particle channeling と blocking の研究

例として、以下、小生の関係した 4 a) について少し述べてみたい。これは ^{12}C , ^{16}O , ^{24}Mg , ^{28}Si などの 4n 核を target として、proton の弾性および非弾性散乱の励起関数を求め、compound nuclei にそれぞれの parent の analog state ($T=3/2$) を見いだそうとするものである。上記の核については、すでに Rutgers で実験がおこなわれ、見いだされた analog state の幅はいずれも非常に狭く(100 eV の order) isospin のまざりが非常に少ないことを示している。これらについては、東京国際学会

などにおいて、すでに発表済みであるので、ここでは ^{32}S についてのべる。 ^{32}S の場合、compound nucleus は ^{33}Cl で lowest $T=3/2$ は、 ^{33}Ar からの delayed proton の実験により $5.55 \pm 0.05 \text{ MeV}$ に locate されており、incident の proton の energy として 3.36 MeV 付近になる。したがってこれは Tandem の energy region の実験というよりはむしろ Van de Graaff の energy region 実験であるが、Tandem がどの程度まで低い energy の実験に使用できるかという一例である。

この測定に関係ある nuclei の level diagram を Fig. 2 に示した。lowest $T=3/2$ state は、この実験からは $l=0$ $J^\pi=1/2^+$ の resonance として現われることが期待される。この energy region における S+p の励起関数はすでに OLNESS ら²⁾によって測定されているが、3.379 MeV において $l=3$ の resonance が見いだされているのみであって、 $l=0$ $J^\pi=1/2^+$ の resonance は測定の energy step があらいためか見いだされていない。

実験は differential pumping を用いた entrance windowless の gas target を用いておこなった。Target gas

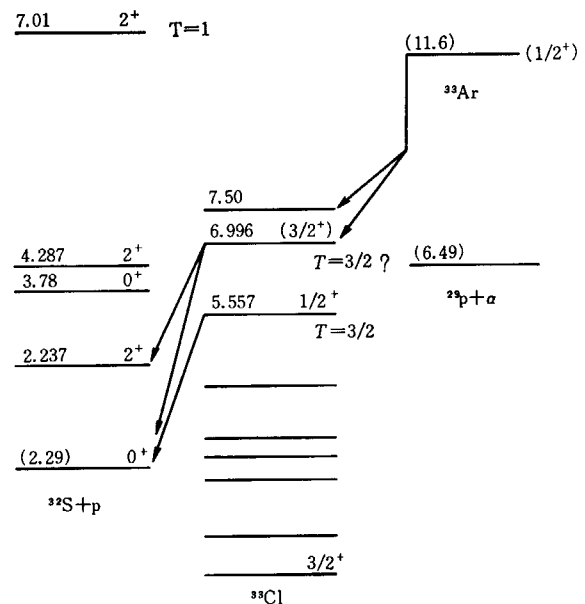


Fig. 2

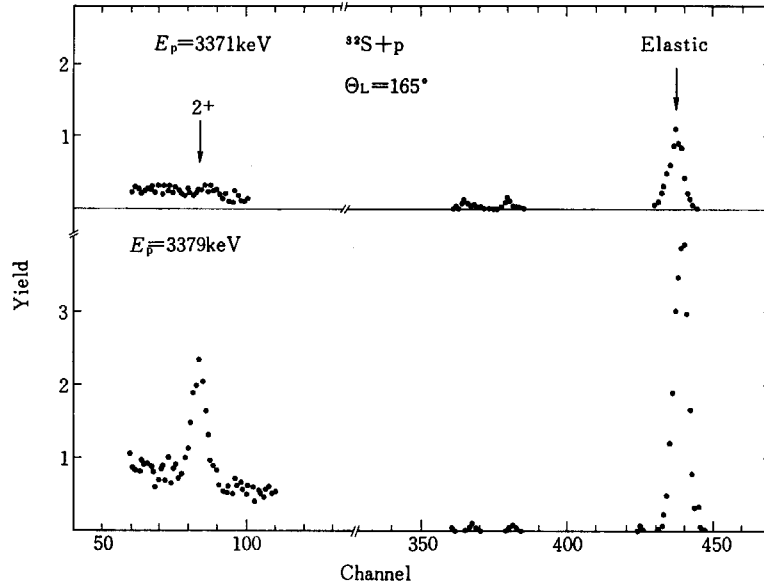


Fig. 3

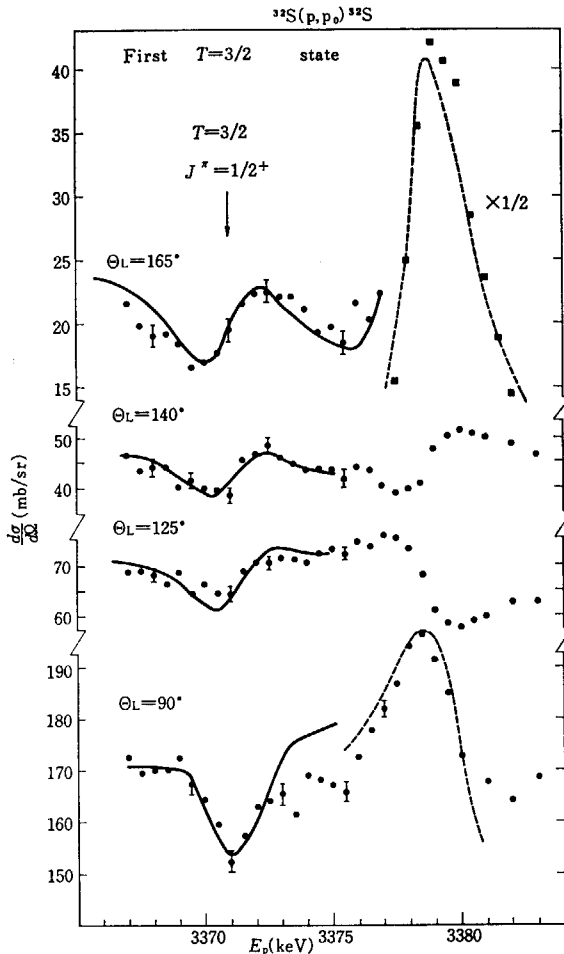


Fig. 4

は 1 mmHg 程度の H_2S である。測定は 3.34 MeV から 3.40 MeV まで 1 keV 乃至 0.5 keV step で同時に 4 つの angles でおこなった。Fig. 3 は得られた pulse height distribution を 2 つの energy において示した。3.371 MeV においては 2^+ の state はまったく励起されていないことに注意されたい。

結果を Fig. 4 に示した。3.380 MeV 付近の強い resonance は前述の $l=3$ の resonance であり、OLNESS らの結果ときわめてよく一致している。3.371 MeV 付近にもう一つの弱い resonance が見られるが、これが $T=3/2$, $J^\pi=1/2^+$ の resonance であろうと思われる。 $l=0$ であることは一見して明らかである。

R-matrix analysis の結果を実線で図中に示した。background としては coulomb hard sphere phase shift をとり、用いた parameter は次のとおりである。

$$\Gamma = 125 \pm 16 \text{ V}$$

$$\Gamma_p/\Gamma = 1.0$$

$$J^\pi = 1/2^+$$

$$E_\gamma = 3371 \pm 4 \text{ keV}$$

$\Gamma_p/\Gamma=1.0$ なる assumption は、proton および γ 以外には open channel はない、 γ -幅は一般に狭い、 ^{32}S の 2^+ に行く inelastic proton は resonance においてまったく観測されない、ことなどから reasonable である。

なお、3.379 MeV $l=3$ の resonance についても $\Gamma_p/\Gamma=0.4$, $J^\pi=7/2$, $\Gamma=1 \text{ keV}$ を用いてよい fit が得られている。これらは図中に点線で示した。

$^{32}S+p$ reaction による、同じような測定は POIANI ら³⁾ によっておこなわれ、彼らの結果は上の結果とよく一致している。

最後にこの実験は小生と RICHARD VAN BREE によっておこなわれたものであることを付記する。

References

- 1) TEMMER, *et al.*: Int. Cont. on Nuclear structure (Tokyo, 1967), 318.
- 2) OLNESS, *et al.*: *Phys. Rev.* 112, (1958), 1702.
- 3) GIACOMICH, *et al.*: to be published.

第 3 部

光 学 模 型

(座長: 田 中 一)

Part 3

Optical Model

(Chairman: HAJIME TANAKA)

1. 光学模型について

東工大理 河 合 光 路

1. Topics in Optical Model of Nuclear Reactions

MITSUJI KAWAI

Tokyo Institute of Technology

(1) Recent developments in the derivation of optical potential parameters for nucleon-nucleus scattering from the two-body nuclear forces are discussed. An argument in favour of the assumption of non-polarization of the target nucleus is given in terms of the coupled channel calculation of (p, p) and (p, p') . Possible sources of error in using the shell model t -matrix as the effective two-body interaction are pointed out.

(2) Optical model for deuterons is discussed. In particular, potentials used by HAEERLI *et al.* and by ROBSON to account for j -dependence of (d, p) reaction which have a spin-orbit potential with a shorter radius than the central potential is discussed in some detail.

1. 緒 論

光学模型は、各種粒子による弾性散乱の微分断面積、偏極等の測定とその解析を通じてより広範囲の現象に、より精密な模型へと徐々にではあるが着実に進歩しつつある。種々の反応の DWBA の解析がこの進歩を促している事実もまた見のがせない。

入射粒子としては、核子、 d 、 α のほかに ${}^3\text{He}$ 、 t のような $A=3$ の核種や、重イオン等が盛んに用いられるようになり、これらに対する optical potential が最近興味を引いている。

また、実験の解析が精密化するにつれて optical potential の spin dependence (spin-orbit 力, spin-spin 力の形, 強さ, d に対する tensor spin-orbit 力の存在等), potential の isospin dependence, パラメーターの ambiguity の問題, パラメーターの systematics 等々種々の興味ある話題が出されている。一方、2体の核力から optical potential を計算しようという試みも盛んになってきつつある。

ここでは最近の話題のなかから任意的に、筆者が興味を持った、(1) proton に対する optical potential を2体力から計算する試み、(2)(d, d) の vector polarization, (d, p) の DWBA による解析から導かれた、短い range

の spin-orbit 力をもつ d の optical potential をとり上げて議論する。最後に最近、山浦、岡井および筆者がおこなった ${}^{12}\text{C}$ による α 粒子の散乱の新しい解析の試みから preliminary な結果を紹介する。

2. Proton に対する optical potential

2体力から核子に対する optical potential を計算する試みは古くからあって、Watson 流の多重散乱理論に基づくもの¹⁾、 S -行列の分散式を用いたもの²⁾等があるがいずれも略半定量的段階に留っていたといつてよからう。

ところが最近、GREENLEES ら³⁾および SLANINA と Mc-MANUS⁴⁾がふたたびこの問題をとり上げ、2体の核力から簡単な仮定のもとに実験と非常によく一致する optical potential を導きうることを示した。これらの仕事はいずれもまだ多くの問題点を残しているが、それにもかかわらず、この結果は注目すべきものと思われる。

GREENLEES らは「**a.** 標的核は polarize しない。 **b.** 入射粒子と核内粒子との反対称化を無視する。」の2つの仮定を置いた。仮定 **a** によれば全系の波動関数は

$$\Psi = \phi(\xi) \phi(\mathbf{r}_0, s_0, t_0)$$

の形となる。ここに、 $\phi(\xi)$ は標的核の波動関数、 $\phi(\mathbf{r}_0, s_0, t_0)$ は入射陽子の波動関数、 \mathbf{r}_0, s_0, t_0 はそれぞれ後

者の位置, spin および isospin 坐標である. ϕ の満たす Schrödinger 方程式は

$$(T_0 + \int \phi^* \sum_{i=1}^A u_{0i} \phi d\xi - E_0) \phi = 0 \quad (1)$$

ここに, T_0 は陽子の運動エネルギー, E_0 は入射エネルギー u_{0i} は i -番目の核内核子との間に働く核力の potential で

$$u_{0i} = u_d + u_{\gamma} \tau_0 \cdot \tau_i + u_{\sigma} (\boldsymbol{\sigma}_0 \cdot \boldsymbol{\sigma}_i) + u_{\sigma\tau} (\boldsymbol{\sigma}_0 \cdot \boldsymbol{\sigma}_i) (\boldsymbol{\tau}_0 \cdot \boldsymbol{\tau}_i) \\ + [u_t + u_{t\gamma} \boldsymbol{\tau}_0 \cdot \boldsymbol{\tau}_i] S_{12} + u_{ts} \frac{1}{\hbar} [(\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}_i) \\ \times (\mathbf{P}_0 - \mathbf{P}_i) \cdot (\boldsymbol{\sigma}_0 + \boldsymbol{\sigma}_i)] \quad (2)$$

の形をしている. 標的核が偶々核である場合には (1) に表われる積分には (2) 式の中の $(\boldsymbol{\sigma}_0 \cdot \boldsymbol{\sigma}_i)$, $(\boldsymbol{\sigma}_0 \cdot \boldsymbol{\sigma}_i) (\boldsymbol{\tau}_0 \cdot \boldsymbol{\tau}_i)$ に比例する項および tensor operator S_{12} に比例する項は寄与しない.

したがって,

$$U_0 = \int \phi^* \sum_{i=1}^A u_{0i} \phi d\xi \equiv U_R + U_S + U_{SO}, \quad (3)$$

ここに,

$$U_R = \int \phi^* \sum_{i=1}^A u_d \phi d\xi = \int \rho_m(\mathbf{r}) u_d(|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|), \quad (4)$$

$$U_S = \left\{ \int [\rho_p(\mathbf{r}) - \rho_n(\mathbf{r})] u_{\gamma}(|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|) d\mathbf{r} \right\} \tau_{0z}, \quad (5)$$

$$U_{SO} \approx \left[-\frac{8\pi}{\hbar} \frac{1}{r_0} \frac{d}{dr_0} \rho_m(r_0) \int_0^{\infty} u_{ts}(\eta) \eta^4 d\eta \right] \mathbf{L}_0 \cdot \boldsymbol{\sigma}_0, \quad (6)$$

ただし最後のものは ρ_m の高階導関数に比例するものを省略するという近似をおこなっている. (4), (5), (6) 式で ρ_p , ρ_n はそれぞれ核内での陽子および中性子の密度分布関数である.

$$\rho_p(\mathbf{r}) = \int \phi^* \sum_{i=1}^A \frac{1}{2} (1 - \tau_{iz}) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \phi d\xi,$$

$$\rho_n(\mathbf{r}) = \int \phi^* \sum_{i=1}^A \frac{1}{2} (1 + \tau_{iz}) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \phi d\xi,$$

また, ρ_m は nuclear matter の分布を表わす:

$$\rho_m = \rho_p + \rho_n = \int \phi^* \sum_{i=1}^A \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \phi d\xi. \quad (7)$$

(4) 式から U_R と u_d とを結ぶ次の式が成り立つ.

$$\langle r^2 \rangle_R = \langle r^2 \rangle_d + \langle r^2 \rangle_m, \quad (8)$$

$$J_R = A J_d, \quad (9)$$

ただし, 一般に

$$\langle r^2 \rangle_I = \int f(\mathbf{r}) r^2 d\mathbf{r} / \int f(\mathbf{r}) d\mathbf{r},$$

また,

$$J_R = - \int U_R(\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad J_d = - \int u_d(\mathbf{r}) d\mathbf{r}. \quad (10)$$

(9) 式は (4) 式と (7) 式から直ちに導かれ, (8) 式は (4) 式と (9) 式を用いて容易に証明される. 特に $U_R(\mathbf{r})$ が Woods-Saxon 型,

$$U_R(\mathbf{r}) = V_R \left(1 + \exp \frac{r - R_R}{a_R} \right)^{-1} \quad (11)$$

であるときは

$$J_R = V_R \frac{4\pi}{3} R_R^2 (1 + \pi^2 a_R^2 / R_R^2). \quad (12)$$

さて, GREENLEES らは次のような仮定と手続きによって実験の解析をした. まず簡単のために

$$\rho_n = N \rho_m / A, \quad \rho_p = Z \rho_m / A, \quad (13)$$

$$u_{\gamma} = -\zeta u_d \quad (14)$$

と仮定する. ただし ζ は定数である. そうすると

$$U_{RS} \equiv U_R + U_S = U_R [1 + \zeta(N - Z)/A] \quad (15)$$

となる. そこで, ρ_m を Woods-Saxon 型に, u_d を Gauss 型にそれぞれ仮定すると (4) 式と (15) 式から U_{RS} がまた (6) 式から U_{SO} が決定し, 従って (3) 式から U_0 が定まることとなる. かくして定めた potential は real であって, これは optical potential の real part を与えるものと考えられる. そこで imaginary part,

$$W(\mathbf{r}) = W_v(\mathbf{r}) + W_s(\mathbf{r}) \quad (16)$$

を新たに導入し, $U_0 + iW$ をもって実際の optical potential とする. ここに, $W_v(\mathbf{r})$ は Woods-Saxon 型, $W_s(\mathbf{r})$ は Woods-Saxon の微分型で両者共通の半径と diffuseness を持っているとして仮定する. かくして得られた optical potential 中には次の 8 個のパラメーターが含まれる:

r_m , a_m (ρ_m の半径と diffuseness), r_l , a_l ($W(\mathbf{r})$ の半径と diffuseness) V_{RS} (U_{RS} の深さ), V_{SO} (U_{SO} の深さ), W_v , W_s ($W_v(\mathbf{r})$, $W_s(\mathbf{r})$ の深さ).

これに対して普通の optical model では次の 10 個のパラメーターが用いられる:

r_R , a_R ; r_l , a_l ; r_{SO} , a_{SO} (それぞれ real, imaginary および spin-orbit potential の半径と diffuseness parameter), V_0 , W_v , W_s , V_{SO} (それぞれ real, volume imaginary, surface imaginary および spin-orbit potential の深さ).

このように通常より 2 個少ないパラメーターを用いて automatic search をした結果の一例を Fig. 1 に示す. これは $E_0 = 30.3$ MeV に対するもので, この場合の断面積に対する χ^2 を SATCHLER⁶⁾ の 10 パラメーターの解析と比較してみると TABLE 1 のようになり, むしろ 8 パラメーターモデルのほうがよいことがわかる. 同様のことは解析のおこなわれた他の 2 つのエネルギー, $E_0 = 14.5$ MeV, 40 MeV においても見られた.

かくして得られた best fit potential のパラメーターを TABLE 2 に示す. これは $E_0 = 14.5$ MeV と 40 MeV に対するもので, $\langle r^2 \rangle_d = 2.25$ fm² としたときのものである.

Potential の integral については

$$J_{RS}/A = [1 + \zeta(N - Z)/A] J_d, \quad (17)$$

から, J_{RS}/A を $(N - Z)/A$ について plot すると直線になるはずであるから, その勾配と切片とから J_d と ζ が原理的には定まるはずである. 実際は J_{RS}/A の決定に誤差をとまなう (TABLE 3). したがって, J_d , ζ にも誤差が生ずる. 実際, ζ は誤差が大きくて決定不可能である. J_d の値は

$$E_0 = 14.5 \text{ MeV に対して } J_d = 425 \pm 25 (\text{MeV fm}^3)$$

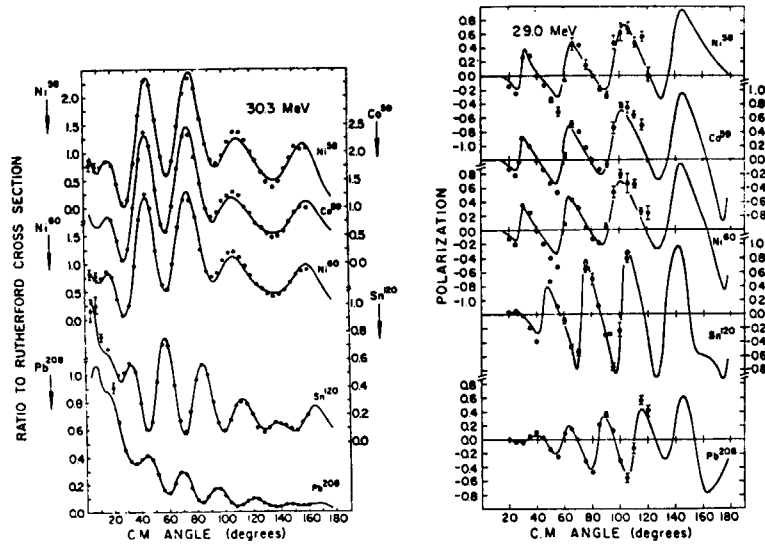


Fig. 1 8 parameter analysis of cross sections and polarizations of elastic scattering of protons at 30.3 MeV, taken from Ref. 3

TABLE 1 χ_r^2 の比較. $E_0=30.3$ MeV.

核種	⁵⁸ Ni	⁵⁹ Co	⁶⁰ Ni	¹²⁰ Sn	²⁰⁸ Pb
10-parameter model	5.51	5.72	5.40	4.07	1.13
8-parameter model	4.98	5.59	4.50	3.21	0.95

TABLE 2 $E_0=14.5$ MeV と 40 MeV に対する best-fit parameters. 単位は長さは fm, エネルギーは MeV
14.5 MeV に対しては $W_v=0$ と仮定した.

核種	⁵⁸ Ni	⁶⁰ Ni	⁹⁰ Zr	¹²⁰ Sn	⁵⁸ Ni	⁹⁰ Zr	²⁰⁸ Pb
E_0	14.5	14.5	14.5	14.5	40.0	40.0	40.0
V_{RS}	55.22	53.08	52.74	57.15	51.53	52.50	56.67
W_v	—	—	—	—	5.64	5.54	5.61
W_s	7.59	10.96	7.07	10.01	2.16	3.60	4.27
r_1	1.344	1.339	1.374	1.280	1.410	1.379	1.458
a_1	0.644	0.503	0.659	0.672	0.520	0.510	0.587
V_{so}	6.55	7.27	6.70	6.55	6.07	4.85	5.09
r_m	1.189	1.221	1.243	1.203	1.116	1.158	1.118
a_m	0.442	0.511	0.436	0.494	0.613	0.572	0.716
χ_r^2	4.0	4.2	3.5	1.1	8.0	26.0	27.7
χ_p^2	6.4	5.1	3.4	2.4	30.5	18.7	6.1

TABLE 3 J_{RS}/A

核種	⁵⁸ Ni			²⁰⁸ Pb	
E_0	14.5	30.3	40.0	30.3	40.0
J_{RS}/A	421±16	409±20	377±15	411±12	371±14

$E_0=40.0$ MeV に対して $J_d=380 \pm 20$ (MeV fm³) である。この値は 2 体力 u_d そのものに直接関連したデータであるがこの解析では u_d を Gauss 型と仮定したので生の核力と比較することは困難であるが、軽い核の散乱の resonating groups 的取扱いから要請される同じ形の核力の integral は $J_d=400$ MeV⁶) で上の結果とよく一致している。

次に、 $\langle r^2 \rangle_R$ と $\langle r^2 \rangle_d$ とから計算した $\langle r^2 \rangle_m$ を見てみよう。TABLE 4 にそれを示す。この $\langle r^2 \rangle_m^{1/2}$ は電子散乱

から求めた陽子の r. m. s. $\langle r^2 \rangle_p^{1/2}$ より大き目であることが見られる。 $\langle r^2 \rangle_p$ は

$$\langle r^2 \rangle_p = \langle r^2 \rangle_{ch} + 0.6$$

から求めたものである。ただし 0.6 は陽子の広がりである。このことから中性子の r. m. s. $\langle r^2 \rangle_n^{1/2}$ は $\langle r^2 \rangle_p^{1/2}$ より大きく、したがって中性子は陽子より外に出ていることになる。この結論は、 $\rho_p/\rho_n=Z/N$ と仮定したことと矛盾するが、GREENLEES らによればこのための error は小さく、この仮定を止めても結論は変わらない。また、

TABLE 4 rms と密度分布 (Ref. 3 より)

Element	Energy (MeV)	$\langle r^2 \rangle_n^{1/2}(F)$	$\langle r^2 \rangle_p^{1/2}(F)$	$\langle r^2 \rangle_n^{1/2}(F)$	Average $\langle r^2 \rangle_n^{1/2} - \langle r^2 \rangle_p^{1/2}(F)$	ρ_{m0} (nucleons F^{-3})	ρ_{p0} (protons F^{-3})	ρ_{n0} (neutrons F^{-3})
^{58}Ni	14.5	$3.94_{-0.23}^{+0.23}$	3.74	$4.12_{-0.62}^{+0.44}$	0.71 ± 0.14	0.136 ± 0.012	0.076	0.060 ± 0.012
	30.3	$4.12_{-0.07}^{+0.07}$		$4.45_{-0.14}^{+0.14}$		0.131 ± 0.016		0.055 ± 0.016
	40.0	$4.13_{-0.16}^{+0.17}$		$4.47_{-0.31}^{+0.33}$		0.135 ± 0.017		0.059 ± 0.017
^{59}Co	30.3	$4.11_{-0.07}^{+0.06}$	3.75	$4.39_{-0.13}^{+0.11}$	0.64 ± 0.12	0.131 ± 0.015	0.072	0.059 ± 0.015
^{60}Ni	14.5	$4.14_{-0.20}^{+0.09}$	3.77	$4.44_{-0.37}^{+0.17}$	0.70 ± 0.10	0.125 ± 0.012	0.073	0.052 ± 0.012
	30.3	$4.16_{-0.05}^{+0.06}$		$4.47_{-0.09}^{+0.11}$		0.128 ± 0.014		0.055 ± 0.014
^{90}Zr	14.5	$4.64_{-0.11}^{+0.10}$	4.22	$4.94_{-0.20}^{+0.18}$	0.72 ± 0.20	0.121 ± 0.019	0.071	0.050 ± 0.019
	40.0	$4.64_{-0.11}^{+0.17}$		$4.95_{-0.20}^{+0.30}$		0.126 ± 0.019		0.055 ± 0.019
^{120}Sn	14.5	$5.05_{-0.18}^{+0.14}$	4.59	$5.36_{-0.31}^{+0.24}$	0.67 ± 0.20	0.123 ± 0.016	0.066	0.057 ± 0.016
	30.3	$5.02_{-0.15}^{+0.14}$		$5.30_{-0.25}^{+0.24}$		0.126 ± 0.012		0.060 ± 0.012
^{208}Pb	30.3	$5.84_{-0.31}^{+0.28}$	5.44	$6.08_{-0.57}^{+0.46}$	0.64 ± 0.40	0.130 ± 0.016	0.063	0.067 ± 0.016
	40.0	$5.84_{-0.37}^{+0.34}$		$6.08_{-0.61}^{+0.56}$		0.150 ± 0.018		0.087 ± 0.018

$\langle r^2 \rangle_n^{1/2} - \langle r^2 \rangle_p^{1/2}$ には spin-orbit potential のとり方が大きな影響を与えるので、(6) 式の近似は error の原因となりうるが、上の 2 つの error はあわせて、 ^{208}Pb の場合 $\langle r^2 \rangle_n^{1/2} - \langle r^2 \rangle_p^{1/2}$ を 0.33 fm overestimate すると評価されている。

よく知られているように、 $\langle r^2 \rangle_n^{1/2} > \langle r^2 \rangle_p^{1/2}$ に対しては、いろいろな evidence と anti-evidence があるが、以上の結論は傍証の一つとして意義のあるものであろう。

虚数 potential は実数部のように直接 2 体力とは結びつかない。これを計算するには半古典論的に核内での mean free path λ を用いて

$$W = \frac{\hbar^2}{2m} \frac{1}{\lambda} \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}(E+V)}$$

から計算する事が昔からおこなわれている⁷⁾。 λ の計算には、Fermi-gas と考えた核内核子と入射粒子の平均の衝突断面積を、Pauli 原理を考慮に入れて計算する。GREENLEES らの得た $W(r)$ は半定量的にこの種の計算で説明されることが示されているが、平均衝突断面積の計算に際して 2 体の断面積の角分布が考慮されていないための誤差が大きく⁸⁾ はっきりした結論を得るに至っていない。この近似は従来の計算では常に用いられ計算の遂行上不可欠のように考えられていたが、これを除去することはそれほど困難ではないと思われる。しかし、このことについては別の機会に譲りたいと思う。

Spin-orbit coupling potential U_{so} についてはその半径が real potential U_{rs} の半径より小さいことが特徴的である。これは U_{so} が ρ_m によって決まるのに対し、 U_{rs} が $\int u_d \rho_m dr$ で決まる事によるもので、後者は前者より 2 体力の range の程度外に出ていることになる。この事は、通常の 10 parameter 解析の結果とも一致している⁵⁾。

最後に、 $\langle r^2 \rangle_d$ についてであるが、先に述べた 2.25 fm² という値は、 2π -exchange potential の range に対応するものであるが必ずしも絶対的な意味のあるものではない。この値を種々に変えて search をしてみると、

2.25 \pm 0.6 fm² が解析されたすべての核のすべてのデータを通じて許容される範囲であることがわかった。

さて、上に紹介した解析は全体的にみて非常に成功していると思われるが、問題点もいくつかあるように思われる。ここで用いられた根本仮定 **a**, **b**, は後に論ずることとして、TABLE 2 で得られたパラメータを見てみると、それらがかなり E_0 に依存していることがわかる。なかでも最も甚しいのは a_m で E_0 とともに急激に大きくなっていることがわかる。 a_m は ρ_m に含まれるものであるから本来 E_0 に依存することは不合理である。また、もし (17) 式を文字どおりとれば、 J_d は 2 体力で決まるから J_{rs} も E_0 に依ってはならない事になる。ところが、optical potential の深さは energy dependent であることはよく知られており、一方 U_{rs} の形は ρ_m と u_d のそれで定ってしまうから、 J_{rs} も energy dependent にならざるを得ない。この解析のおこなわれた energy 範囲では TABLE 4 に示すように幸い、 J_{rs} があまり energy に依らなかった（それでも完全に定数ではない）が、より広い energy 範囲を取り扱えば当然問題になるであろう。

このような問題は、 u_d を 2 体の核力そのものと考えた限りは解消しない。しかし、 u_d は本来、弾性散乱を記述するための effective interaction であるべきであった 2 体の核力について高次の項、さまざまな中間状態、他の核子の存在を通しての相互作用、Pauli 原理等々の効果が取り入れられていると考えるべきものである。

このような effective interaction の考えは SLANINA と McMANUS の解析⁴⁾ には最初から取り入れられている。彼らは optical potential の実数部として

$$V(r) = A \int i(|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|) \rho(r') dr'$$

を仮定した。この式には GREENLEES が用いた根本仮定 **a** と **b** がふたたび仮定されている。 i は 2 体の effective potential (一般に複素数) の実数部の spin と isospin に関する平均である。 i としては (1) Impulse 近似 (off-energy shell は Hamada-Johnston potential⁹⁾ を用いて計

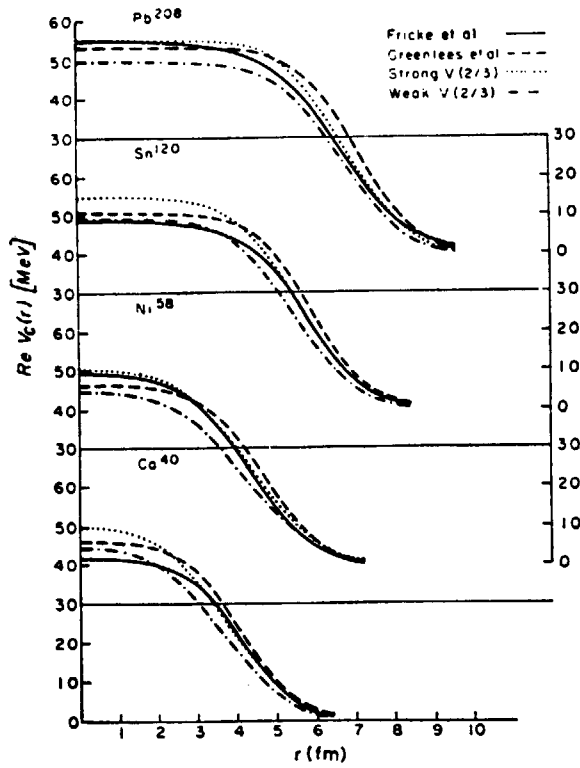


Fig. 2 Real part of the central optical potential calculated from the effective interaction of Green with strong and weak density dependence compared with "experiments" by FRICKE *et al.*¹³⁾ and GREENLEES¹⁴⁾ *et al.* (Figure was taken from Ref. 4)

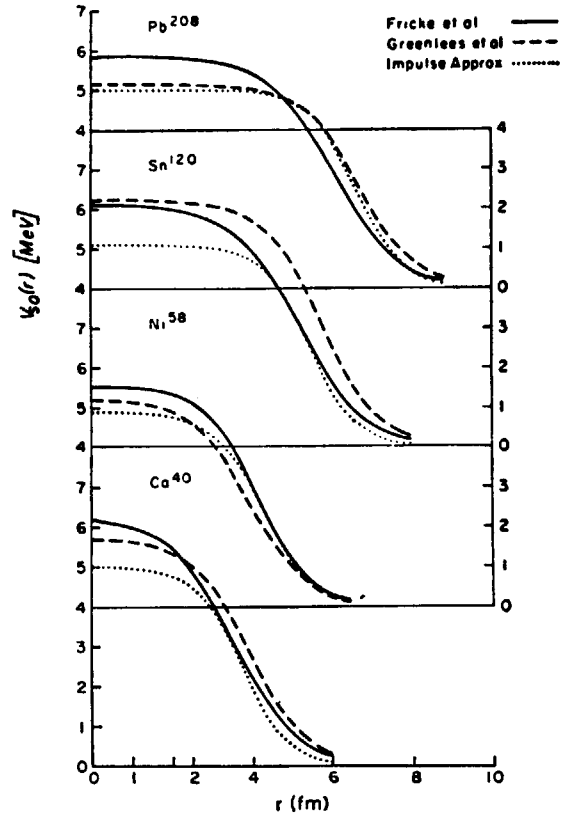


Fig. 3 Spin-orbit potential calculated by impulse approximation compared with the "experiments" of FRICKE *et al.*¹³⁾ and GREENLEES *et al.*¹⁴⁾ (Figure was taken from Ref. 4)

TABLE 5 rms. と optical potential の real part の体積積分

$\langle r^2 \rangle_{2n}^{1/2} = 2$ 体力の rms, $\langle r^2 \rangle_m^{1/2} =$ 密度分布の rms

$\langle r^2 \rangle = \langle r^2 \rangle_{2n} + \langle r^2 \rangle_m$

$U_R = \int V_{opt}(r) dr$ (Ref. 4 より)

	⁴⁰ Ca $\langle r^2 \rangle_m = 11.37$			⁵⁸ Ni $\langle r^2 \rangle_m = 14.79$		
	$\langle r^2 \rangle_{2n} (\text{fm}^2)$	$\langle r^2 \rangle (\text{fm}^2)$	$-U_R$ (MeV·fm ³)	$\langle r^2 \rangle_{2n}$	$\langle r^2 \rangle$	$-U_R$
IA	3.27	14.62	12 030	3.28	18.05	17 480
KB	6.76	18.07	14 570	6.75	21.47	21 410
Strong V(2/3)	4.07	15.43	15 710	4.36	19.15	23 240
Weak V(2/3)	3.72	15.08	12 920	3.88	18.67	19 020
GREENLEES ¹¹⁾		16.78	17 160		19.72	23 690
FRICKE ¹²⁾		16.43	15 330		19.51	21 770
	¹²⁰ Sn $\langle r^2 \rangle_m = 20.88$			²⁰⁸ Pb $\langle r^2 \rangle_m = 29.55$		
	$\langle r^2 \rangle_{2n}$	$\langle r^2 \rangle$	$-U_R$	$\langle r^2 \rangle_{2n}$	$\langle r^2 \rangle$	$-U_R$
IA	3.30	24.17	36 370	3.29	32.83	63 200
KB	6.71	27.52	46 620	6.70	36.14	82 180
Strong V(2/3)	4.59	25.48	47 420	4.90	34.45	82 300
Weak V(2/3)	4.01	24.90	39 560	4.19	33.74	68 920
GREENLEES ¹¹⁾		27.79	50 120		37.10	88 090
FRICKE ¹²⁾		27.60	45 140		37.19	79 230

The exchange term was considered for ⁴⁰Ca with the weak V(2/3). For the exchange, $U_R = -1420$ and $\langle r^2 \rangle = 19.0$ yielding for the direct plus exchange, $U_R = -14340$ and $\langle r^2 \rangle = 15.46$.

算したものをさらに Yukawa または2つの Yukawa 型で近似したもの。(2) (s, d) shell の計算に用いられた Kuo-Brown の effective interaction¹⁰⁾:

$$t_{pp} = \frac{1}{4} V_{se}(r), \quad t_{np} = \frac{1}{8} (V_{se}(r) + 3 V_{te}(r)) \quad (\text{odd state})$$

では0)

$$V_{se} = v_{ce}(r), \quad r \geq d_s: = 0, \quad r < d_s$$

$$V_{te} = v_{ce}(r) - 8 v_{te}^2(r)/240, \quad r \geq d_s: = 0, \quad r < d_s$$

$d_s = 1.05 \text{ fm}$, $d_t = 1.07 \text{ fm}$., v_{ce} , v_{te} は Hamada-Johnston potential から.

(3) s-state でのみ働く GREEN の potential¹¹⁾: t_{pp} , t_{np} は上と同じ.

$$V_{se} = C_s(1 - a_s \rho^{2/3}) V_{se}^{KK}, \quad r \geq d_s: = 0, \quad r < d_s$$

$$V_{te} = C_t(1 - a_t \rho^{2/3}) V_{te}^{KK}, \quad r \geq d_t: = 0, \quad r < d_t$$

$d_s = 1.046 \text{ fm}$, $d_t = 0.924 \text{ fm}$.

strong density dependence: $C_s = 1.157$, $a_s = 0.323$,

$$C_t = 1.623, \quad a_t = 1.845$$

weak density dependence: $C_s = 0.992$, $a_s = 0.035$,

$$C_t = 1.071, \quad a_t = 1.454$$

V_{se}^{KK} , V_{te}^{KK} は Kallio-Kolltveit の potential¹²⁾.

一方, $\rho(r)$ としては Woods-Saxon 型を仮定し, $\rho_p = \frac{Z}{A} \rho$ としてこれを荷電分布から求めた ρ_p と合わせるように Woods-Saxon のパラメータを決定した. かくして得られた potential の central part を Fig. 2 に, spin-orbit part を Fig. 3 に示す. FRICKE ら¹³⁾ および GREENLEES ら¹⁴⁾ が実験の解析から得たものとだいたいよく合っていることがわかる. TABLE 5 には $J_{RS} = \int V_{opt}(r) dr$ と $\langle r^2 \rangle_R$ と $\langle r^2 \rangle_d$ (記号は前と同じ) を ^{40}Ca と ^{208}Pb に対して示す. ふたたび FRICKE ら¹³⁾ および GREENLEES ら¹⁴⁾ の“実験値”と比べてよい一致を示していることがわかる. 最も一致がよいのは, Green の potential の strong density dependence を持ったもので, Impulse 近似は明らかに一致が劣っている. これは, 中間状態での Pauli 原理の影響を示すものとして注目すべきである.

SLANINA と McMANUS は, さらに, 初めの仮定のうち **b** を捨て, exchange の効果の大きさを調べた. その結果は optical potential が non-local となり, それを local energy の近似で potential の energy dependence に焼き直す, 経験的に知られている,

$$V(r=0) = V_0 + E V_E + ((N-Z)/A) V_D$$

の $V_E = -0.22$ に対して, 理論値 $V_E = -0.21$ が得られることを結論している. Non-locality は PEREY-BUCK¹⁵⁾ にみられるように potential の全部ではなく, ごく一部に存在するに過ぎず, それで equivalent local potential の energy dependence が説明される点が注目される.

以上2つの解析は optical potential を2体力から導く試みに強い成功の希望を抱かせるものである. ここで問題となるのは, これらに共通な仮定「**a**核の polarization は無視する」である. 実際, closed shell core のほか

に少数個の粒子をもつ核について, valence nucleon を高い orbit に叩き上げる非弾性散乱の分析によると¹⁶⁾, 入射粒子とこの核子との effective interaction は2体の核力の倍近くも強くその半分は core を virtual に polarize する効果によるものであることが知られている. 弾性散乱のときも同様な事情がありはしないだろうか?

この問題に対しては, 弾性散乱と非弾性散乱では次の点に本質的な差があることに注意しなければならない. すなわち, 非弾性散乱においては入射粒子と core との相互作用の, core の状態を変えない行列要素は distorting potential を通じてのみ入ってくるが, 弾性散乱ではまさにそれが考慮すべき相互作用の主な部分だということである. したがって弾性散乱の場合には polarization の効果は, 入射粒子と核内粒子の virtual phonon の交換でそれらの間の effective interaction が変化するというもののほかに, 入射粒子による phonon の発生と吸収による自己エネルギー型のものがあることになる. これらの2者のうちで振動の最低次で考えた場合, おそらく後者のほうが前者より大きな効果があるものと予想される. 実際, 前者においては中間状態で energy を保存し得ないが, 後者においては保存しうる. したがって, この効果を調べるには vibrational state をもつ核に対して (p, p) と (p, p') を組み合わせた coupled channel の

TABLE 6 $^{56}\text{Fe}+p$ における core polarization による optical potential の変化. V' , W_D' は V , W_D を distorting potential として用いた coupled channel の計算の elastic scattering と合う optical potential の深さ. E は入射 energy, β は deformation parameter. Optical potential は $U(r) = -V(1+e^x)^{-1} + 4i W_D(d/dx')(1+e^x)^{-1} + L \cdot \sigma (\hbar/m_p c)^2 V_{so} r^{-1}(d/dr)(1+e^x)^{-1}$. ただし, $x = (r - 1.25 A^{1/3})/0.65$, $x' = (r - 1.25 A^{1/3})/0.47$. (Ref. 20 による)

E	V	W_D	β	V'	W_D'
10	49.2	11.5	0.1	49.4	12.0
			0.2	50.2	13.4
			0.3	51.9	15.7
			0.4	54.1	18.5
12	48.6	11.5	0.1	48.8	11.9
			0.2	49.4	13.0
			0.3	50.8	14.6
			0.4	52.5	16.0
14	48.0	11.5	0.1	48.2	11.9
			0.2	48.7	13.0
			0.3	49.9	14.6
			0.4	51.5	16.2
17	47.1	11.5	0.1	47.3	11.9
			0.2	47.8	13.0
			0.3	48.9	14.7
			0.4	50.7	16.1
22	46.6	11.5	0.1	46.7	11.7
			0.2	47.1	12.4
			0.3	47.5	13.2
			0.4	47.8	14.2

単位 E , V , W_D , V' , W_D' は MeV.

計算をおこない、vibrational state との coupling の弾性散乱の channel への影響を見てみればよい。一例として、PEREY と SATCHLER¹⁷⁾が ^{54}Fe に対しておこなった数値実験の結果を TABLE 6 に示す。この表は、coupling が無いときの optical potential を coupled channel の計算の distorting potential に用いたとき、得られた elastic cross section をふたたび coupling なしの計算で再現するにはどれほど optical potential を変化さすべきかを示している。興味あることは、いずれの場合にも real part の変化はきわめてわずかで、大部分の変化は imaginary part を大きくすることで済んでいることである。後者は吸収の大きな部分が couple させた非弾性 channel の励起によることを考えれば直観的に理解しやすい。かくして、 2^+ の 1 phonon state の coupling を考慮する限りは core polarization の効果は考えなくてよいといえそうである。それ以外の場合、特に core を壊す 3^- phonon を考えた場合はたしてどうであるかは興味ある問題である。

次に、2体の effective interaction のとり方を検討してみよう。SLANINA-McMANUS の計算では effective interaction として、shell model の計算に用いたものと同じものを用いているが、厳密にいうとこれには次のような問題があると思われる。(1) Separation distance d_s は 2体の相対エネルギーに依存するはずである¹⁸⁾。(2) 中間状態での Pauli principle の利き方はやはり入射エネルギーによる。Bound state の t -matrix をそのまま使ったのではこの効果が強く入り過ぎないか？(3) Shell model に用いる t -matrix は本来 valence nucleons 間の相互作用に対して計算されたものである。それを内部の shell にある粒子に対してもそのまま用いてよいか？これらの点を一度精確に吟味してみることは有意義なことと思われる。

また、この分析では optical potential の isospin dependence に対して、定量的な結論を得ることができなかった。これを明らかにするには isobaric analog state に導く quasielastic scattering の研究のほかには、一連の isotope による散乱の解析をこの観点からやり直してみることが助けとなるのではないかとと思われる。

最後に optical potential の non-locality について検討しよう。Non-locality の原因は大別して(1)入射核子と核内核子の exchange の効果、(2) elastic channel での effective hamiltonian を導く際に他の channel を消去した事の効果の2つがある。SLANINA-McMANUS はこの第1の効果のみを取りあげた。第2の効果については YAZAKI¹⁹⁾が研究していて、このための non-locality を local energy の近似²⁰⁾で equivalent local potential に焼き直したときの後者の energy dependence は、消去された channel の効果の energy dependence とちょうど打消し合って、結果として energy によらない local potential が得られることが知られている。したがって、

energy dependence を主として反対称化に求めようとするのは reasonable であるといえるように思われる*。

3. Deuteron に対する optical potential

3.1 深さの ambiguity

複合粒子の optical potential に共通の問題として potential parameter の ambiguity があることはよく知られている。Fig. 4 に示す McFADDEN と SATCHLER²¹⁾の解析はその端的な例である。これは、real potential の深さを変化させたとき、それに応じて best-fit potential の他のパラメータ、 χ^2 がいかに変化するかを plot したものである。これによると、連続的にほとんど同等の potential があるが、特に、 χ^2 が minimum になる V の値だけをみても数個の同等な sets があることがわかる。

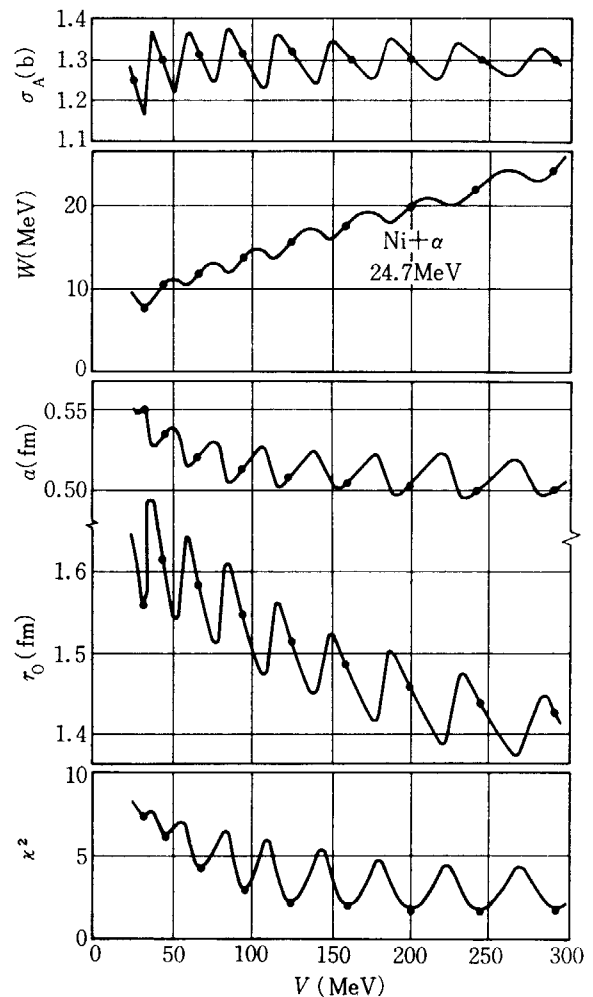


Fig. 4 Parameter values which minimize χ^2 for Ni as a function of V . The dots represent the values corresponding to optimum values of V which are given in table 1. Also shown are the predicted values of the reaction or absorption cross section σ_A . (Ref. 21)

* この点は矢崎氏が指摘されたものである。

このような ambiguity を除く一つの方法は、optical potential を理論的に計算することである。最も簡単な近似は、構成核子に対する optical potential を、複合粒子の内部運動につき平均するものである。Deuteron の場合、OHMURA²²⁾ によっておこなわれた計算では、陽子、中性子に対する optical potential U_p , U_n の energy dependence まで考慮し、

$$U_d(\mathbf{R}) = \int \phi^*(\mathbf{r}) [U_p(|\mathbf{R} + \mathbf{r}/2|, E_p) + U_n(|\mathbf{R} - \mathbf{r}/2|, E_n)] \phi(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \quad (18)$$

で deuteron の potential $U_d(\mathbf{R})$ が計算されている。ここに、 $\phi(\mathbf{r})$ は deuteron の内部波動関数である。例として、 U_p , U_n に、 $R=3.75$ fm, $a=0.65$ fm の Woods-Saxon 型、深さ $V_p = -58 + 0.3 E_p$, $V_n = -48 + 0.3 E_n$ のものをとると、central real potential は $R_d = 3.652$ fm, $a_d = 0.856$ fm の Woods-Saxon 型でよく近似されその深さは、

$$\begin{aligned} & [(-106 + 0.3 E_d) \times 0.954 + 12 \times 0.320] \\ & = -97.2 + 0.286 E_d \end{aligned}$$

上式左辺の第2項は、 U_p , U_n の energy dependence に由来する項である。これによれば、 U_d としては ~ 95 MeV 位のものがよさそうである。

しかし、deuteron はきわめて弱い結合のものであるから、その変形を考慮に入れない計算には限界がありそうである。JOHNSON²³⁾ は deuteron の break up まで考慮した計算をした。この計算では、中間状態としてとるべき break up の状態は、1つの energy に集中しているとし、その energy を0とするという近似をとっている。 d の重心に対する potential は non-local で、

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{R} | U_d | \mathbf{R}' \rangle &= v_0(\mathbf{R}) \delta(\mathbf{R} - \mathbf{R}') \\ &+ \alpha^2 \nabla^2 v_0(\mathbf{R}) \nabla^2 v_0(\mathbf{R}') \langle \mathbf{R} | \frac{1}{E - T_R - v_0} | \mathbf{R}' \rangle \end{aligned}$$

の形をしている。ここに $v_0(\mathbf{R})$ は (18) 式の右辺で与えられる平均 potential である。数値計算の結果は $^{40}\text{Ca}(d, d)$ に対してよい結果が得られている。

また、(d, d) と (d, p) channel との coupling を考慮に入れた計算もおこなわれているが^{24), 25)}、この場合には effective potential には原理的な ambiguity があるので注意を要する²⁵⁾。この点についてはここではこれ以上論じない。一方、このような3体問題的な approach に

対して AUSTERN と RICHARDS²⁶⁾ は core の励起も考慮すべきことを主張している。これは、(d, p) 反応に対する sudden 近似²⁷⁾が3体問題の場合に無効になることを考えあわせると考慮すべき事柄であろう。

α -粒子の potential の理論的取扱いについては原田氏の項に譲る。

3.2 Deuteron の optical potential における spin-orbit coupling

最近 deuteron の optical potential の spin dependence について HAEERLI らによって polarized deuteron beam を用いた実験とその解析からきわめて興味ある知見が得られた。SCHWANDT と HAEERLI²⁸⁾ は $E_d = 7 \sim 11$ MeV の範囲で ^{27}Al , ^{28}Si , ^{60}Ni による (d, d) の cross section, $\sigma(\theta)$, vector polarization, iT_{11} , tensor polarization, T_{20} , T_{22} を測定した。それを optical model による解析した結果得られたことを要約すると、(1) tensor polarization を説明するには tensor 型の spin-orbit coupling が必要である。(2) $\sigma(\theta)$, iT_{11} は optical potential,

$$\begin{aligned} U &= -V(1+e^x)^{-1} + 4iW \frac{d}{dx'}(1+e^{x'})^{-1} \\ &+ V_{so} \frac{2}{r} \frac{d}{dr}(1+e^{x'})^{-1} (\mathbf{L} \cdot \mathbf{S}) \end{aligned}$$

ただし、

$$x = \frac{r - r_0 A^{1/3}}{a_0}, \quad x' = \frac{r - r_w A^{1/3}}{a_w}, \quad x'' = \frac{r - r_{so} A^{1/3}}{a_{so}}$$

によって記述される。 $r_0 = 1.05$ fm, $a_0 = 0.86$ fm に固定し、 r_{so} , a_{so} を固定して V , W , V_{so} , r_w , a_w を search すると、 $0.5 \leq r_{so} \leq 0.9$, $0.3 \leq a_{so} \leq 0.7$ の範囲内で実験と非常によく一致が得られた。TABLE 7 に得られたパラメターの値を示す。この表では $r_{so} = 0.75$ fm, $a_{so} = 0.40$ fm と固定し、 V_{so} も括弧内の値に固定して search をおこなっている。(3) 注目すべきことは、 $r_{so} < r_0$ である点で、もし $r_{so} = r_0$ とすると実験との一致は明らかに悪くなる。(Fig. 5)。

この potential は、ついで YULE と HAEERLI²⁹⁾ によっておこなわれた (d, p) 反応の実験をもよく説明した。Fig. 6 は $^{40}\text{Ca}(d, p)^{41}\text{Ca}$ で $2P_{3/2}$ と $2P_{1/2}$ に中性子が捕獲される場合の断面積, vector polarization の analyz-

TABLE 7 Potential parameters の optimum values. $r_0 = 1.05$ fm, $a_0 = 0.86$ fm, $r_{so} = 0.75$ fm, $a_{so} = 0.40$ fm と固定してある。(Ref. 28 より)

Nucleus	Energy (MeV)	V (MeV)	W (MeV)	r_w (fm)	a_w (fm)	$V_{s.o.}$ (MeV)	χ^2_σ	$\chi^2 T_{11}$
^{27}Al	7.0	112.05	14.68	1.573	0.625	(9.0)	4.8	8.6
	9.0	110.38	17.58	1.567	0.577	(7.0)	3.9	51
	11.0	106.89	19.35	1.516	0.580	(5.5)	15	64
Si	9.0	117.0	18.88	1.59	0.54	(7.0)	2.6	120
	8.9	112.9	16.14	1.37	0.72	(7.0)	0.7	3.9
^{60}Ni	8.9	112.9	16.14	1.37	0.72	(7.0)	0.7	3.9
	10.9	110.8	19.21	1.32	0.69	(5.5)	1.6	10

() 内の parameters は automatic search のさい固定された。

TABLE 8 $^{40}\text{Ca}(d, d)$ に対する YULE-HAEBERLI の potential (Y-H) と ROBSON の potential (R) の比較

	V	r_0	a	W	r_0'	a'	V_{so}	r_{so}	a_{so}	r_c
Y-H	94.1	1.177	0.798	10.0	1.602	0.472	17.9	0.78	0.52	1.25
R	118.6	1.0	0.81	10.0	1.55	0.60	10.0	0.65	0.50	1.30

単位: V, W は MeV, V_{so} は MeV fm², 他は fm. Y-H は $E_d=7\text{MeV}$, R は $E_d \cdot 9\text{MeV}$ に対するもの.

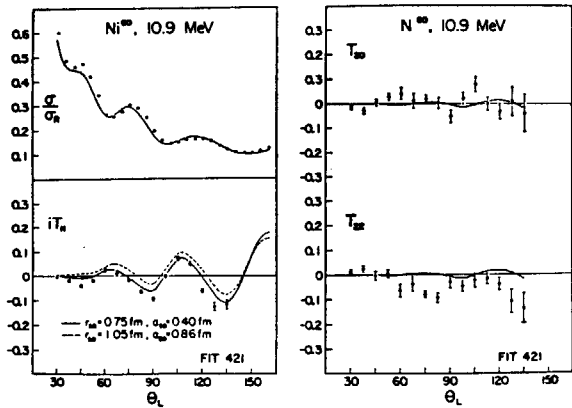


Fig. 5 Optical model analysis of $^{60}\text{Ni}(d, d)$, cross section, vector polarization and tensor polarization after Ref. 28.

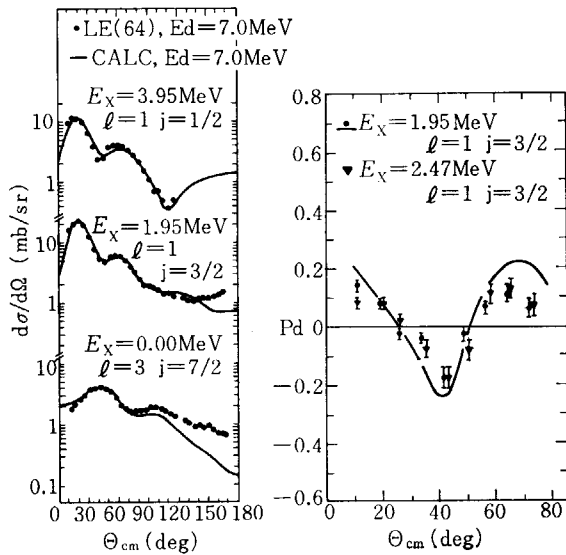


Fig. 6 $^{40}\text{Ca}(d, p)^{41}\text{Ca}$ differential cross section and vector analyzing power, experiment and DWBA calculation at $E_d=7.0\text{MeV}$, after Ref. 29.

ing power の実験と DWBA の理論値の比較を示す。ここで非常に注目すべきことは、角分布と、analyzing power の j -dependence が非常によく再現されていることである。

同様なことはこれより先 ROBSON³⁰⁾によっても $^{40}\text{Ca}(d, p)^{41}\text{Ca}$, $^{54}\text{Fe}(d, p)^{55}\text{Fe}$ の $2p$ -state への遷移に対して示された。彼は d に対する distorting potential に $r_{so} < r_0$ のものをとるとこれらの反応の角分布の j -dependence がよく説明されることを示したのである。これらは、従来この j -dependence が DWBA では説明困難ではないかと疑われており、ここ数年来の懸案となっていたものだけに非常に興味ある結果であり、じゅうぶんな考慮に値するものである。

ところで同じ ^{40}Ca に対して与えられた YULE-HAEBERLI の potential と ROBSON の potential を比較してみると (TABLE 8) はなはだ異なっていることがわかる。両者は異なった energies (7 MeV と 9 MeV) に対して与えられたものであるので、この差はそれによるものか、あるいは2つの同等な potentials があるのが問題である。また、この種の potential が果して他の核、他のエネルギーでも常によい結果を与えるか、また、従来説明困難とされてきた (d, p) の proton の polarization についてどういふ結果を与えるかなど検討すべき問題が多い。これについては別項を参照されたい。

本稿をまとめるに当っては、多くの方々から有益な討論と示唆を頂いた。特に、陽子散乱については、寺沢、矢崎、永田、宇田川、有馬、原田氏らとの討論に負うところが多い。また、重陽子散乱については、YULE-HAEBERLI の結果を出版前に吉田(思)氏から逸早く知らせて頂いた。ここにこれらの方々へ厚く感謝の意を表する次第である。

References

- 1) KERMAN A. K., McMANUS H. and THALER R. M.: *Ann. of Phys.* **8** (1959) 551 およびその中の分献
- 2) BROWN G. E.: *Rev. Mod. Phys.* **31** (1959) 893
- 3) GREENLEES G. W., PYLE G. J. and TANG Y. C.: *Phys. Rev.* **171** (1968) 1115
- 4) SLANINA D. and McMANUS H.: *Nucl. Phys.* **A116** (1968) 271
- 5) SATCHLER G. R.: *Nucl. Phys.* **A92** (1967) 273
- 6) TANG Y. C., SCHMID E. and WILDERMUTH K.: *Phys. Rev.* **131** (1963) 2631
OKAI S. and PARK S. C.: *Phys. Rev.* **145** (1966) 787
THOMPSON D. R. and TANG Y. C.: *Phys. Rev.* **159** (1967) 806
- 7) HAYAKAWA S., KAWAI M. and KIKUCHI K.: *Progr. Theor. Phys.*, **13** (1955) 415
LANE A. M. and WANDEL C. F.: *Phys. Rev.* **98**(1955) 1542
CLEMENTEL E. and VILLI C.: *Nuovo Cimento* **2** (1955) 176
HARADA K. and ODA N.: *Progr Theor Phys.* **21** (1959) 260
KIKUCHI K.: *Nucl. Phys.* **12** (1959) 305
- 8) MORRISON G. C., MURHEAD H. and MURDOCK P. A. B.: *Phil. Mag.* **44** (1955) 795
- 9) HAMADA T. and JOHNSTON I. D.: *Nucl. Phys.* **34** (1962) 382
- 10) KUO T. T. S. and BROWN G. E.: *Nucl. Phys.* **85**(1966) 40
- 11) GREEN, A. M.: *Phys. Lett.* **24B** (1967) 384
- 12) KALLIO A. and KOLLTVEIT K.: *Nucl. Phys.* **53**(1964) 87

- 13) FRICKE M.P., GROSS E.E., MORTON B.J. and ZUCKER A.: *Phys. Rev.* **156** (1967) 1207
- 14) GREENLEES G. W., PYLE G. J. and YANG Y. C.: *Phys. Rev. Lett.* **17** (1966) 33
- 15) PEREY F.G.J. and BUCK B.: *Nucl. Phys.* **32**(1962) 353
- 16) GRAY W.S., KENEFICK R. A., KRAUSHAAR J. J. and SATCHLER G. R.: *Phys. Rev.* **142** (1966) 735
SATCHLER G. R.: *Nucl. Phys.* **A95** (1967) 1
LOVE W. G. and SATCHLER G. R. **A101** (1967) 424
LOVE W. G.: *Phys. Lett.* **26B** (1968) 271
- 17) PEREY F.G. and SATCHLER G. R.: *Phys. Lett.* **5** (1963) 212
- 18) MOSZKOWSKI S. A. and SCOTT B. S.: *Ann. of Phys.* **11** (1960) 65
- 19) YAZAKI K.: *Progr. Theor. Phys.*, **34** (1965) 1047
- 20) PEREY F.G. and SAXON D.S.: *Phys. Lett.* **10** (1964) 107
- 21) McFADDEN L. and SATCHLER G. R.: *Nucl. Phys.* **84** (1966) 177
- 22) OHMURA T.: Preprint
- 23) JOHNSON R. C.: International Nuclear Physics Conference, GATLINBERG, BECKER and ZUCKER eds. (Academic Press 1967) p. 140
- 24) RAWITSCHER G. H.: *Phys. Lett.* **21** (1966) 444
RAWITSCHER G. H.: *Phys. Rev.* **163** (1967) 1223
- 25) OHMURA T., ICHIMURA M., IMANISHI B. and KAWAI, M.: *Progr Theor Phys.* (in press)
- 26) AUSTERN N. and Richards K. C.: Preprint
- 27) TANIFUJI M.: *Nucl. Phys.* **58** (1964) 81
BUTLER S. T., HEWITT R. G. L., MCKELLER B. H. J. and MAY R. M.: *Ann. of Phys.* **43** (1967) 282
- 28) SCHWANDT P. and HAEBERLI W.: *Nucl. Phys.* **A110** (1968) 585
- 29) YULE T. J. and HAEBERLI W.: *Nucl. Phys.* **A117** (1968) 1
- 30) ROBSON B. A.: *Phys. Lett.* **26B** (1968) 501

2. チャンネル結合法による $^{12}\text{C}(p, p)^{12}\text{C}$ の解析

東 理 大 御 子 柴 修
 法政大教養 谷 藤 悃
 東大教養 寺 沢 徳 雄

2. Coupled Channel Calculation for the Elastic Proton Scattering by ^{12}C

OSAMU MIKOSHIBA
 Tokyo College of Science

MAKOTO TANIFUJI
 Hosei University

and

TOKUO TERASAWA
 University of Tokyo

The elastic scattering of protons by ^{12}C exhibits several intermediate resonances in the energy region of $E_p = 0 \sim 8 \text{ MeV}$. Analyses of the elastic scattering data have been performed in terms of the coupled channel calculation with a realistic generalized optical potential. Some preliminary results and comments on further developments are presented.

1. まえがき

$^{12}\text{C}(p, p)^{12}\text{C}$ の励起関数を見ると、 $E_p \leq 30 \text{ MeV}$ のエネルギー範囲で、いわゆる“中間共鳴”の現象が見られる¹⁾。しかし、多くの場合、共鳴準位の性質を明らかにすることは現在のところむずかしい。そこで、比較的簡単な構造をもつであろうと思われる。低エネルギー領域 ($E_p \leq 8 \text{ MeV}$) での中間共鳴 (Fig. 1 参照) を問題にする。

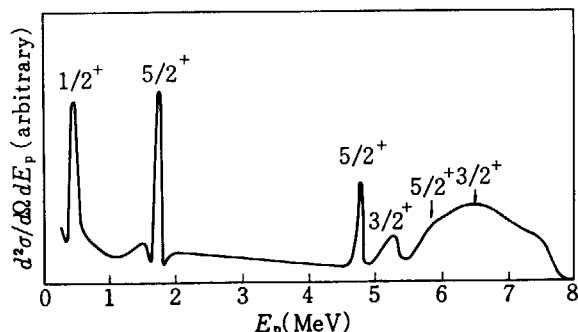


Fig. 1 ^{12}C による陽子弾性散乱の励起関数

この問題を取り扱う方法として、

- i) Shell model
- ii) Feshbach の理論
- iii) Coupled Channel 法

の3つが考えられる。Shell model による計算は SEBE²⁾ によっておこなわれているが、共鳴エネルギーの実験値との一致は余りよくない。また、shell model を連続領域にそのまま用いることには問題がある。特に、励起関数を連続的に計算することは不可能である。次に、連続領域に適用可能な Feshbach の理論は $^{12}\text{C}(n, n)^{12}\text{C}$ で elastic channel のみが開いている領域に対して用いられ、かなりの成果を収めているが³⁾、 $^{12}\text{C}(p, p)^{12}\text{C}$ の場合にはまだ用いられていない。そこで、われわれは、当面の問題に関する限り、より厳密な解を求めることができる coupled channel の方法を用いることにした。ただし、couple する channel は elastic channel と、それに強く couple する第一励起状態 (2^+) への inelastic channel とに限る。

この種の計算は BARNARD⁴⁾ によってすでにおこなわれているが、彼は generalized optical potential として、箱型ポテンシャル、特に核半径 $R_0 = 4.5 \text{ fm}$ (普通、用いられている値は 2.9 fm) のものを用いており、さらに coupled equations の解き方にも大きな近似をしている。

それゆえ realistic optical potential を用い、かつ正確に解くことによって、問題の中間共鳴の現象がうまく説明できるかどうかを調べ、あわせて、generalized opt. pot. についてのより深い知識を得ようとするのがこの仕事の目的である。

2. 計算結果

Generalized optical potential としては、

$$\begin{aligned}
 U = & -V_0 f(r) + V_{so}(\hbar^2/r)(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{l})(\partial f/\partial r) \\
 & -V_{ss}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{l})f(r) + V_0 \delta R \cdot (\partial f/\partial r) \\
 & - (V_0/2)(\delta R)^2(\partial^2 f/\partial r^2) \\
 & -\varepsilon(V_{so}/2)(\hbar^2/r)\{\delta R \cdot (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{l}) \\
 & + (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{l}) \cdot \delta R\}(\partial^2 f/\partial r^2)
 \end{aligned}$$

ただし、

$$\begin{aligned}
 f(r) &= 1/[1 + \exp\{(r - R_0)/a\}] \\
 \delta R &= R_0 \sum_{\mu} \alpha_{2\mu} Y_{2\mu}
 \end{aligned}$$

を用いた。問題のエネルギー領域では、 2^+ 以外への channel はほとんど開いていないので、虚数部分は 0 とした。しかし、 $E_p \geq 7.66 \text{ MeV}$ では第二励起状態 (0^+) への channel が開くので、若干の虚数部分が必要となる。

最初に、共鳴エネルギーのパラメータ依存性を調べるために、次のような計算をおこなった。すなわち、 $r_0 = 1.25 \text{ fm}$, $a = 0.65 \text{ fm}$, $V_{ss} = 0$, $\varepsilon = 0$ とし、 2^+ 状態は $\beta = \pm 0.2$ の振動状態 (振動状態の場合には、共鳴エネルギーは β の符号によらない) として、 V_0 , V_{so} を変化させた。その結果は Fig. 2 のようになった。Fig. 1 と Fig. 2 との比較から明らかごとく、第一に問題なのは共鳴準位のスピンの順序が正しくないこと、特に、 $E_p \leq 4.8 \text{ MeV}$ に $3/2^+$ が現われることである。($E_p = 0 \sim 2 \text{ MeV}$ にある $1/2^+$, $5/2^+$ は single particle resonance 故、適当な optical potential でだいたい再現することができる。したがって、以下では $E_p = 4 \sim 8 \text{ MeV}$ の準位に限って議論する。)

そこで、実験に現われるスピンの順序を得る可能性をさぐるために、次の場合について調べた。(i) spin-orbit potential に変形の効果を入れる。すなわち $\varepsilon \neq 0$ とする。(ii) spin-spin potential を考える: $V_{ss} \neq 0$ 。(iii) 2^+ 状態を回転準位として取り扱う。

(i) については、他の polarization, asymmetry の解析に用いられている値⁵⁾, $\varepsilon = 1 \sim 1.5$ を用いて調べたが、結果にはほとんど影響がなかった。次に、 V_{ss} の値についてはまだじゅうぶんなデータがないので、純粋な $j-j$ 結合を用いて評価したところ、約 2 MeV となった。中間結合にしたり、高い配位の混合を考慮すると、この値から相当ずれることが予想されるが、一応 $V_{ss} = 2 \text{ MeV}$ として計算した。この場合の共鳴エネルギーは、 2^+ を回

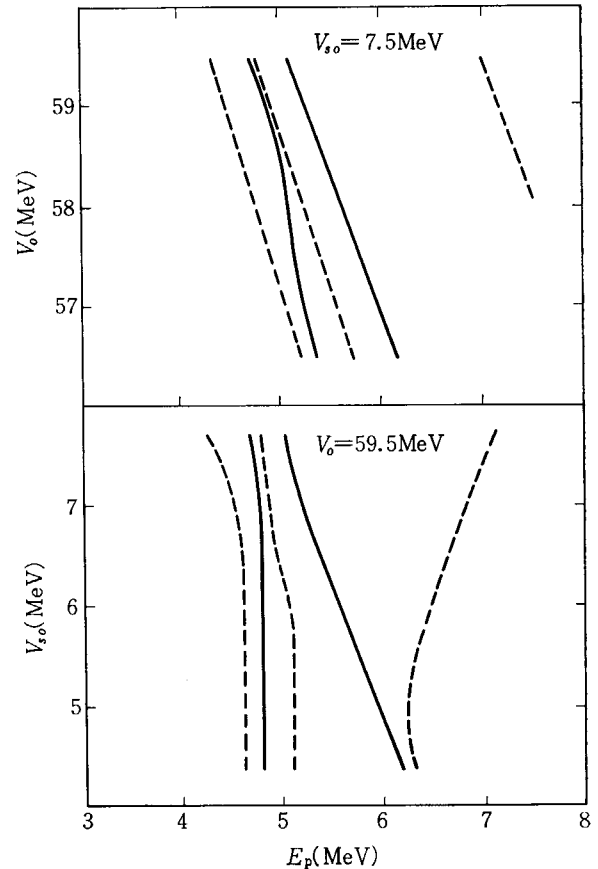


Fig. 2 共鳴エネルギーのパラメータ依存性。実線は $5/2^+$ 、点線は $3/2^+$ 。

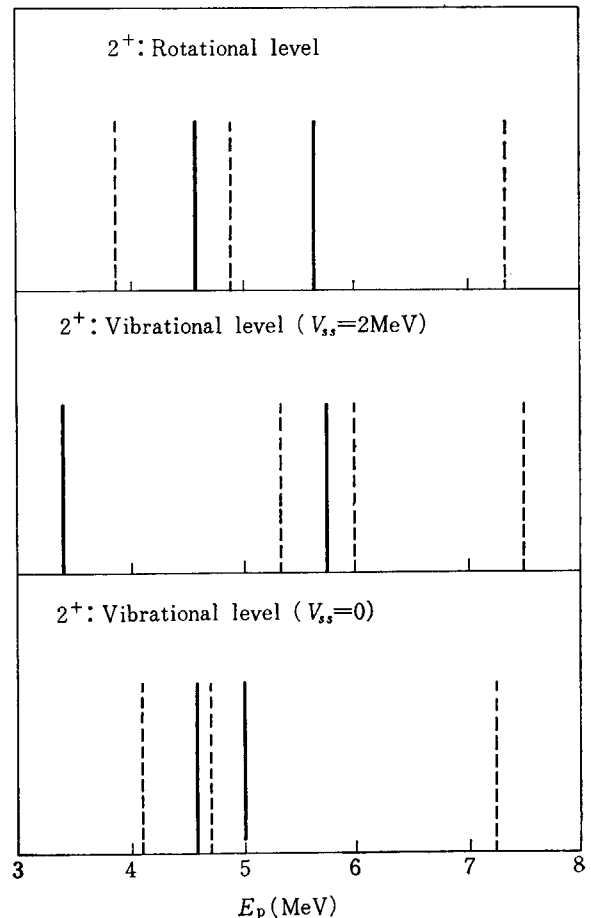


Fig. 3 共鳴エネルギー。実線は $5/2^+$ 、点線は $3/2^+$ 。

転準位 ($\beta=0.2$) としたときのものに合わせて, Fig. 3 に示してある. この図からわかることは, (1) spin-spin potential があれば, 少なくともスピンの順序は正しく出る. (2) $\beta=0.2$ の回転準位としたのではだめであり, また, $\beta=-0.2$ としてもうまくいかない.

以上のことから, いまだ予備的段階ではあるが, 次の可能性が考えられる. (I) $V_{ss} \neq 0$ であれば, もう少し parameter search をおこなうことによって正しい結果が得られる. (II) Fig. 3 によると, 2^+ を回転準位とした場合は除外されるように見える. しかし, E2 遷移や非弾性散乱の実験からは $|\beta|=0.4 \sim 0.8^6)$ となっているので, $|\beta|=0.2$ は少し小さすぎるようである. 事実, 対角行列要素のみから共鳴エネルギーを大ざっぱに評価すると, 負で, 絶対値のかなり大きい β を用いても正しいスピン順序が得られそうである. 現在, これらの可能性について検討中である.

なお, この計算には, 今西・御子柴・寺沢によって開発された coupled channel の code を用いた.

References

- 1) たとえば, AJZENBERG-SELOVE F. and LAURITSEN T.: *Nucl. Phys.*, 11, 1 (1959)
NAGAHARA Y.: *J. Phys. Soc. Japan*, 16, 133 (1961)
PEELE R. W.: *Phys. Rev.*, 105, 1311 (1957)
DICKENS, HANER and WADDELL: *Phys. Rev.*, 132, 2159 (1963)
- 2) SEBE T.: *Prog. Theor. Phys.*, 30, 290 (1963)
- 3) LOVAS I.: *Nucl. Phys.*, 81, 353 (1966)
- 4) BARNARD A. C. L.: *Phys. Rev.*, 155, 1135 (1967)
- 5) たとえば, SHERIF H. and BLAIR J. S.: *Phys. Lett.* 26B, 489 (1968)
- 6) SATCHLER G. R.: *Nucl. Phys.*, A100, 497 (1967)

3. 複合粒子の光学ポテンシャル

原 研 原 田 吉 之 助

3. Note on the Optical Potentials for Composite Particles

KICHINOSUKE HARADA

JAERI

In the theoretical estimation of the optical potential for a composite particle, the distortion and dissociation effects of the projectile cannot be disregarded. WITTERN calculated the real part of the optical potential for alpha-nucleus scattering, taking those effects into account. In the first part of this note, his paper is reviewed briefly. In the second part, the real part of the optical potential for three-nucleon system is calculated with his method. The depth of the real part is found to be about 100 MeV.

1. 序

複合粒子 (d , t , ${}^3\text{He}$, α) の原子核による弾性散乱を光学模型で解析すると、いくつかのポテンシャルパラメータの組が同程度によい fit を与え、best fit パラメータが一義的に定まらないことはよく知られている^{1,2,3)}。他方、核分光学の useful tool として一核子および二核子移行反応の実験が現在盛んにおこなわれておりそのデータは DWBA 法などで解析されているが、精度がよく信頼度の高い information を得るためには複合粒子の光学ポテンシャルに ambiguity がないことが望ましい。

光学ポテンシャルは、元来 multi-channel problem を one または a few channel problem に reduce する際に現われるポテンシャルなので、そのパラメータの理論的決定はむずかしい。いままで、複合粒子の光学ポテンシャルの理論的評価は、しばしば次式に基づいておこなわれてきた⁴⁻¹⁰⁾。

$$U_c(\vec{r}) = \sum_{i=1}^n U_i(\vec{x}_i) |\phi_c(\vec{\xi})|^2 d\vec{\xi} \quad (1)$$

ここで $\phi_c(\vec{\xi})$ は複合粒子の内部波動函数、 n は複合粒子に含まれる核子数、 $U_i(\vec{x}_i)$ と $U_c(\vec{r})$ はそれぞれ核子と複合粒子に対する光学ポテンシャルである。(1)式で求まる U_c は、 U_i のベクトル和を $\phi_c(\vec{\xi})$ で平均したものであるから

$$U_c \approx n U_i \quad (2)$$

となる。ちょうど n 倍にならないのは複合粒子が有限

の広がりをもつことによる。この方法の長所は核力を explicit に用いない点である。短所は入射複合粒子の distortion や dissociation の影響が考慮されていない点である。(d に対するこの効果の評価が文献 5 になされている。)

複合粒子は、自由の状態ではその大きさが小さいので運動量スペクトルは 0 から ∞ までかなり一様に広がっていると考えられるが、核内に入ると Pauli 原理によって Fermi 運動量以下の運動量成分は cut out される。そのため、核内での結合エネルギーは自由状態でのそれとは異なり、distortion や dissociation が起こる。WITTERN¹¹⁾ はこのことを考慮して α 粒子の実数ポテンシャルの深さを計算した。厳密に言えば、distortion や dissociation は核力によってもひき起こされるが、彼の考慮したのは Pauli 原理によって induce される部分である。WITTERN の考えの原型は文献 12, 13 に見られるが、この効果の定量的評価をしたのは彼が始めてである。

上述のように WITTERN の方法は、複合粒子の光学ポテンシャルの実部の理論的評価に関しては (1) 式によるものよりすぐれていると思われるので、2 で彼の論文の簡単な紹介とコメントをする。3 では、彼の方法で三体系 (t , ${}^3\text{He}$) の実部の深さを計算し、得られた結果を議論する。

2. WITTERN の論文の Review とコメント

α 粒子の光学ポテンシャルの実部の深さ V_0 を問題に

する。ポテンシャルの radial form や non-locality など
は問題にしない。Surface effects から逃げるために、標
的核は Fermi ガスで表わされる核物質とする。α-核の
全系を簡単に次のように表わす。

$$\Phi^{(1)} = A \{ \varphi_A(r_i) \varphi_\alpha(x_k) e^{i\vec{k}\vec{r}} \} \quad (2)$$

ここで、 φ_A と φ_α はそれぞれ標的核と α 粒子の基底状
態の波動関数、 $e^{i\vec{k}\vec{r}}$ は α 粒子の重心運動を表わす。 $i=1$
は α 粒子が核内にいる時を、 $i=2$ は核外（じゅうぶん
遠方）にいる時をしめす。 φ_A と φ_α との重なりが $\Phi^{(1)}$
にはあり、 $\Phi^{(2)}$ にはない。全エネルギーを

$$E_{\text{tot}}^{(1)} = \int \Phi^{(1)*} H \Phi^{(1)} e^t / \int \Phi^{(1)*} \Phi^{(1)} dt \quad (3)$$

で計算する。ハミルトニアンを次のように分解する。

$$H = H_A + H_\alpha + \sum_{j=1}^A \sum_{k=1}^4 V(\vec{r}_j, \vec{x}_k) \quad (4)$$

ここで、 H_A と H_α はそれぞれ標的核と α 粒子のハミ
ルトニアンで、第3項は両者の間の相互作用を表わす。

(4) 式の各成分を $\Phi^{(1)}$ ではさんでエネルギーを計算し
たものに bound, $\Phi^{(2)}$ ではさんだものに free の添字をつ
けて

$$E_{\text{tot}}^{(1)} = E_{\text{tot}}^{(2)} \quad (5)$$

の関係式を書き直すと

$$E_A^{\text{bound}} + E_\alpha^{\text{bound}} + \frac{\hbar^2 K_1^2}{2\mu} + U(K_1^2) = E_A^{\text{free}} \\ + E_\alpha^{\text{free}} + \frac{\hbar^2 K_2^2}{2\mu} \quad (6)$$

となる。ここで

$$U(K_1^2) = \int \Phi^{(1)*} \sum_{jk} V(r_j, x_k) \Phi^{(1)} dt / \int \Phi^{(1)*} \Phi^{(1)} dt \quad (7)$$

である。核外での α 粒子の重心のエネルギーを E と書く
と(6)式から

$$E = \frac{\hbar^2 K_1^2}{2\mu} + U(K_1^2) + (E_A^{\text{bound}} - E_A^{\text{free}}) \\ + (E_\alpha^{\text{bound}} - E_\alpha^{\text{free}}) \quad (8)$$

となり、ポテンシャルの深さ V_0 は

$$V_0 = - \{ U(K_1^2) + (E_A^{\text{bound}} - E_A^{\text{free}}) \\ + (E_\alpha^{\text{bound}} - E_\alpha^{\text{free}}) \} \quad (9)$$

で与えられることになる。計算の順序は、(9)式で K_1^2
の関数として V_0 を求め、(8)式を利用して $V_0(E)$ に
直す。(9)式の第1項はほぼ(1)式で求まるものに対応
し、第2項はいま採用している近似のもとではゼロにな
る。興味のあるのは第3項の大きさである。

(9)式を用いて V_0 を計算するためには、 φ_A , φ_α お
よび核力について仮定をしなければならない。

φ_A は Fermi 運動量 $k_F = 1.14 \text{ fm}^{-1}$ ($E_F = 27 \text{ MeV}$) を
もつ $Z=N$ の Fermi ガスとする。

核力はガウス型のものを取り、mixture は Serber と、
Serber と Rosenfeld が 9:1 で混じったものの2種類
で計算している。すなわち

$$V_{ik} = -U_0 \exp(-\beta r_{ik}^2) \{ w - \frac{1}{4} m$$

$$(1 + \vec{\sigma}_i \vec{\sigma}_k) (1 + \vec{\tau}_i \vec{\tau}_k) + \frac{1}{2} b (1 + \vec{\sigma}_i \vec{\sigma}_k) \\ - \frac{1}{2} h (1 + \vec{\tau}_i \vec{\tau}_k) \} \quad (10)$$

とする。

φ_α には

$$\varphi_\alpha \propto \exp \left\{ -\frac{1}{2} a \sum_{i=1}^4 (\vec{x}_i - \vec{r})^2 \right\} g_\alpha(s, t) \quad (11)$$

を仮定する。 $g_\alpha(s, t)$ はスピン、アイソスピンの反対称
化した関数である。α 粒子の広がりをしめすパラメータ
 a の値は

$$a = 0.535 \text{ fm}^{-2} \quad (12)$$

としている。この値と仮定した核力は $E_\alpha^{\text{free}} = -29.3$
MeV に導く。

E_α^{bound} を計算するために

$$\bar{\varphi} = \varphi_\alpha e^{i\vec{k}\vec{r}} \quad (13)$$

を運動量の固有関数で展開すると

$$\bar{\varphi} \propto g_\alpha(s, t) \int d\vec{k}_1 d\vec{k}_2 d\vec{k}_3 d\vec{k}_4 \\ \times \exp \left\{ i \sum_{j=1}^4 \vec{k}_j \cdot \vec{x}_j \right\} \exp \left\{ -\frac{1}{2a} \sum_{j=1}^4 (\vec{k}_j - \frac{1}{4} \vec{K}_1)^2 \right\} \\ \times \delta(\vec{K}_1 - \vec{k}_1 - \vec{k}_2 - \vec{k}_3 - \vec{k}_4) \quad (14)$$

となる。ここで、Pauli 原理を考慮して $\int_{k > k_F}$ の制限を
つけることにする。さらに、計算の簡単化のために(14)
式のデルタ関数を無視する。これは φ_α として(11)式で
はなく

$$\varphi_\alpha \propto \exp \left\{ -\frac{1}{2} a \sum_{i=1}^4 x_i^2 \right\} g_\alpha(s, t) \quad (15)$$

を用いることに対応するので、近似を合わせるために
 $\Phi^{(2)}$ 中の φ_α にも(15)式を使うことにする。(15)式を用
いて E_α^{free} を計算すると $E_\alpha^{\text{free}} = -12.5 \text{ MeV}$ となり、
運動量保存則を無視したことによる α 粒子の結合エネル
ギーの誤差は約 17 MeV となるが、この誤差は $(E_\alpha^{\text{bound}} - E_\alpha^{\text{free}})$
ではほぼ相殺されるだろうといっている。

以上のような仮定を用いて(9)式の各項を計算すると
次式を得る。

$$\Delta E_A = E_A^{\text{bound}} - E_A^{\text{free}} = 0 \\ \Delta E_\alpha = E_\alpha^{\text{bound}} - E_\alpha^{\text{free}} \\ = \frac{2\hbar^2}{M_0} \left\{ \frac{I_1}{I_2} - \frac{3a}{2} - \frac{K_1^2}{16} \right\} \quad (16)$$

$$-6U_0(\omega + m) \left\{ \frac{I_3}{I_4} - \left(\frac{a}{2\beta + a} \right)^{3/2} \right\}$$

$$U(K_1^2) = -U_0(16\omega - 4m + 8b - 8h) \frac{4}{3} \pi k_F^3 (4\pi\beta)^{-3/2} \\ + U_0(4\omega - 16m + 8b - 8h) \frac{I_5}{I_6}$$

ここで、 M_0 は核子の質量で I_i は以下に与えられるよう
な積分である。

$$I_1 = \int_{k > k_F} d\vec{k} k^2 \exp \left\{ -\frac{1}{a} \left(\vec{k} - \frac{1}{4} \vec{K}_1 \right)^2 \right\} \\ I_2 = \int_{k > k_F} d\vec{k} \exp \left\{ -\frac{1}{a} \left(\vec{k} - \frac{1}{4} \vec{K}_1 \right)^2 \right\}$$

$$I_3 = \int_{\substack{k_j > k_F \\ j=1 \dots 4}} d\vec{k}_1 d\vec{k}_2 d\vec{k}_3 d\vec{k}_4 \delta(\vec{k}_1 + \vec{k}_2 - \vec{k}_3 - \vec{k}_4) \\ \times \exp\left\{-\frac{1}{2a} \sum_{j=1}^4 \left(\vec{k}_j - \frac{1}{4}\vec{K}_1\right)^2 - \frac{1}{4\beta} (\vec{k}_1 - \vec{k}_3)^2\right\} \quad (17)$$

$$I_4 = \int_{\substack{k_j > k_F \\ j=1, 2}} d\vec{k}_1 d\vec{k}_2 \exp\left\{-\frac{1}{a} \sum_{j=1}^2 \left(\vec{k}_j - \frac{1}{4}\vec{K}_1\right)^2\right\} (4\beta\pi)^{3/2}$$

$$I_5 = \int_{x < k_B} d\vec{x} \int_{k > k_F} d\vec{k} \exp\left\{-\frac{1}{a} \left(\vec{k} - \frac{1}{4}\vec{K}_1\right)^2 - \frac{1}{4\beta} \left(\vec{k} - \vec{x}\right)^2\right\}$$

$$I_6 = (4\beta\pi)^{3/2} I_2$$

I_i/I_{i+1} を計算機で数値的に求めて、得られた結果が Fig. 1~4 にある。まず Fig. 1 を見て、 ΔE_α が大きいことに気づく。 $E_\alpha^{\text{bound}} = \Delta E_\alpha + E_\alpha^{\text{free}}$, $E_\alpha^{\text{free}} = -12.5 \text{ MeV}$ だから、Fig. 1 から核内での α 粒子の結合エネルギー E_α^{bound} はプラスでしかもかなり大きいことがわかる。 $k < k_F$ の cut out だけで α 粒子は dissociate する。このことから、 α 粒子の虚数ポテンシャルは核子の場合の約 4 倍という

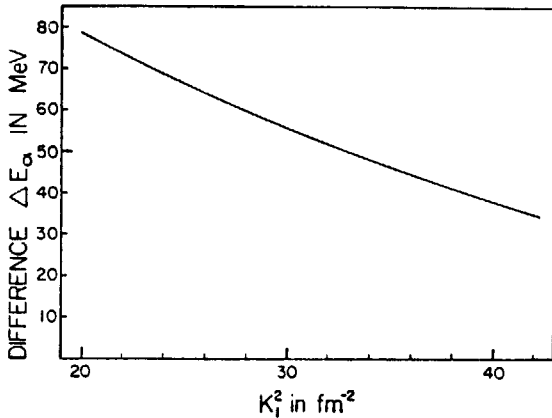


Fig. 1 Difference ΔE_α of the binding energy of the alpha particle between the "bound" and the "free" configuration as a function of the momentum K_1 .

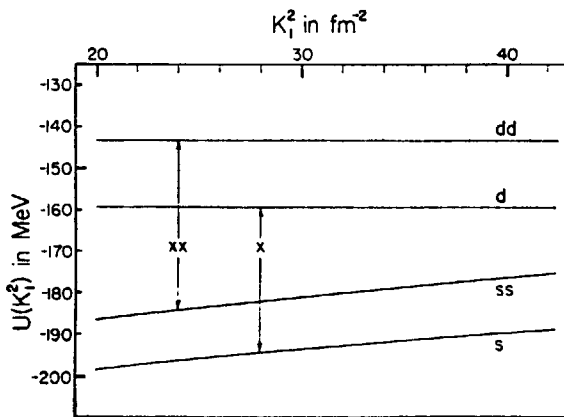


Fig. 2 Expectation value of the interaction potentials between the cluster as a function of the momentum K_1 . The curves d, dd represent the direct term, s, ss the sum $U(K_1^2)$ and the differences x, xx the exchange terms. The curves d, s are calculated using pure Serber forces, the curves dd, ss using a mixture of 90% Serber and 10% Rosenfeld forces.

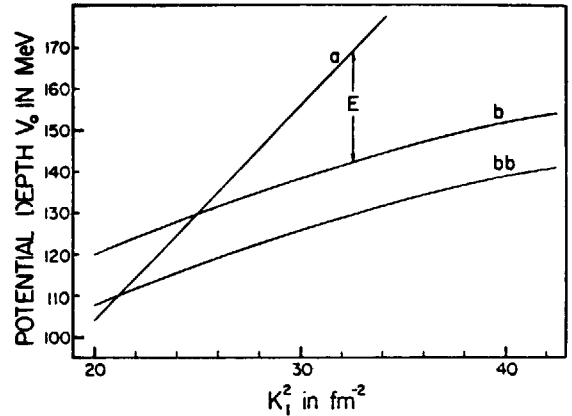


Fig. 3 Potential depth V_0 as a function of the momentum K_1 for pure Serber forces (curve b) and a mixture of 90% Serber and 10% Rosenfeld forces (curve bb). The curve a gives the kinetic energy of the alpha cluster in the bound configuration, and the difference between a and b resp. bb, the energy E .

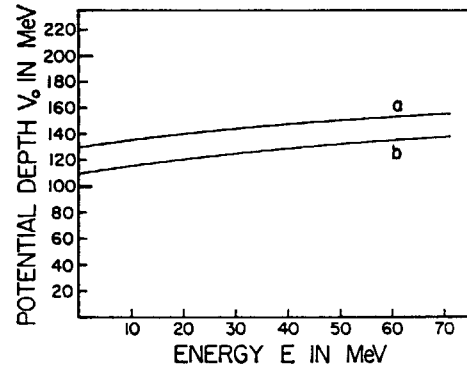


Fig. 4 Potential depth V_0 as a function of the energy E of the alpha particle (c.m. energy) for pure Serber forces (curve a) and a mixture of 90% Serber forces and 10% Rosenfeld forces (curve b).

簡単な関係式 ((1) 式) をみたくないように思える。 ΔE_α の K_1^2 依存性が V_0 に反映して、 V_0 は入射エネルギーと共に増大する (Fig. 4)。この傾向は核子の V_0 がもつそれと反対である。WITTERN は論文の中でこのことを強調しているが、ここでは α 粒子の V_0 が (1) 式から期待される値 ($\sim 200 \text{ MeV}$) よりかなり小さく約 130 MeV であることに注意しておく。この値は最近なされた精度のよい弾性散乱の解析結果¹⁴⁾と矛盾しないことは大へん興味深い。

以上で、WITTERN の計算の紹介を終るが、彼の計算法で改良すべき点を二、三あげると

1) $\delta(\vec{K}_1 - \vec{k}_1 - \vec{k}_2 - \vec{k}_3 - \vec{k}_4)$ を無視したこと。

この近似は K_1^2 が小さいと良くない。また、この近似は ΔE_α の overestimation に導くと思われる。

2) Sharp な $\int_{k > k_F} d\vec{k}$ の制限。

Pairing correlation を考慮すると smooth cut off になり、 ΔE_α を若干小さくできよう。

実数部の深さ V_0 を求めるには、非弾性散乱の効果も考慮しなければならないが、これを含めると計算は非常

に面倒になる。それよりは、上に述べた 1) の点を改良して、Thomas Fermi 模型で、 V_0 , ΔE_α などの radial dependence を調べることは興味深い。それによって α 粒子が核内のどの辺でこわれるかがわかるだろうからである。

5. 三体系 (t , ${}^3\text{He}$) に対する V_0 の計算

練習問題として、WITTERN の方法を三体系に応用してみる。(9)式に対応するものとして

$$V_0 = -\{U_3(K_1^2) + (E_A^{\text{bound}} - E_A^{\text{free}}) + (E_3^{\text{bound}} - E_3^{\text{free}})\} \quad (18)$$

が成り立ち、右辺の各項は次のように書くことができる。

$$\begin{aligned} \Delta E_A &= E_A^{\text{bound}} - E_A^{\text{free}} = 0 \\ \Delta E_3 &= E_3^{\text{bound}} - E_3^{\text{free}} \\ &= \frac{2\hbar^2}{M_0} \left\{ \frac{I_1}{I_2} \frac{3}{4} - \frac{3a}{2} \frac{3}{4} - \frac{K_1^2}{16} \frac{3}{4} \right\} \\ &\quad - 3U_0(\omega + m) \left\{ \frac{I_3}{I_4} - \left(\frac{a}{2\beta + a} \right)^{3/2} \right\} \end{aligned} \quad (19)$$

$$U_3(K_1^2) = \frac{3}{4} U_\alpha(K_1^2)$$

ここで、 I_i の定義は(17)式で

$$\frac{1}{4} \vec{K}_1 \rightarrow \frac{1}{3} \vec{K}_1 \quad (20)$$

と置き換えるほかは全く同じである。

I_i の計算コードを持っていないが、三体系についても α 粒子の a と同じ a を使うことにすると、簡単な I_1/I_2 だけを計算すれば、あとは WITTERN の Fig. 1, 2 を用いて三体系の V_0 を計算することができる。このようにして得られた結果を Fig. 5~8 に示す。

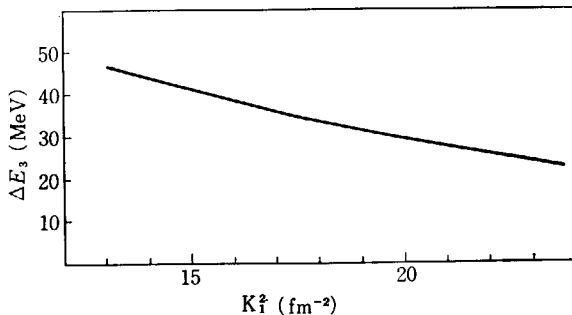


Fig. 5 The same as in Fig. 1 but for the three-nucleon system.

三体系でも ΔE_3 はプラスで大きな値をもち、 V_0 は約 100 MeV となる。注意すべきことは、 α 粒子の場合より K_1^2 が小さくなるので δ 関数を無視する近似が悪くなっていることである。三体系について α 粒子の a を用いることの良否をチェックするために TABLE 1 を用意した。第 1 行には電子散乱の実験できめられた平均自乗半径の平方根 $\langle r^2 \rangle^{1/2}_{\text{exp}}$ が与えられ、第 2 行にこの $\langle r^2 \rangle^{1/2}_{\text{exp}}$ に合うようにきめた a の値を記入した。この a を用いて、

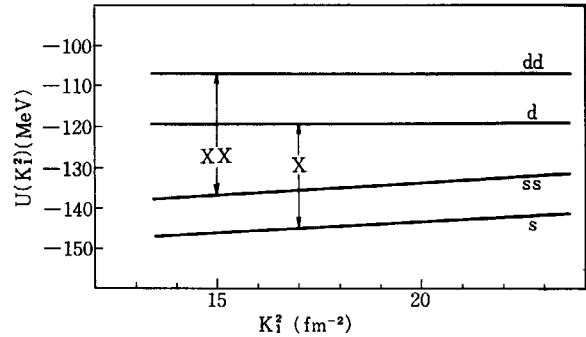


Fig. 6 The same as in Fig. 2 but for the three-nucleon system.

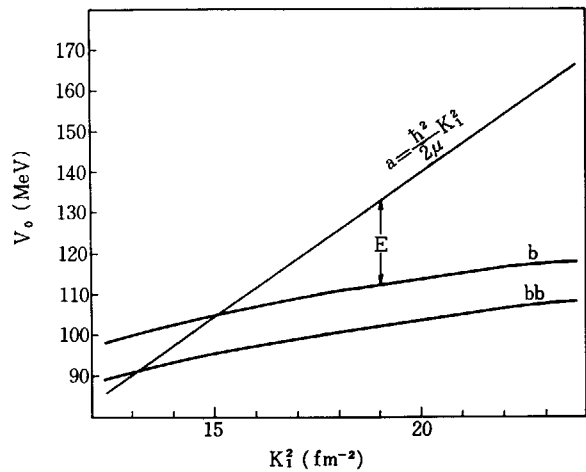


Fig. 7 The same as in Fig. 3 but for the three-nucleon system.

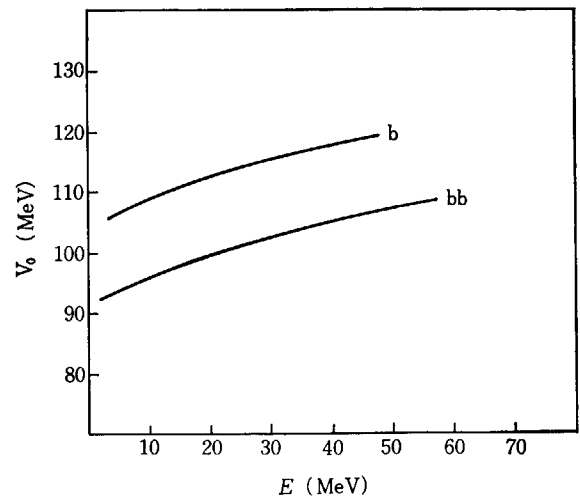


Fig. 8 Potential depth V_0 as a function of the energy E of the three-nucleon system for pure Serber forces (curve b) and a mixture of 90% Serber forces and 10% Rosenfeld forces (curve bb).

WITTERN の核力で計算した結合エネルギーと、結合エネルギーの実験値を第 3 行と第 4 行に与えた。終りの行には WITTERN が用いた a の値 (0.535 fm^{-2}) を用いて計算した結合エネルギーの値が示されている。結合エネルギーに関しては同じ a を採用したほうが $(B. E.)_{\text{exp}}$ とよい一致が得られるが、 $\langle r^2 \rangle^{1/2}_{\text{exp}}$ の値に無視できない差異が存在するので (特に ${}^3\text{He}$ と α とで)、WITTERN のとった核力のパラメータにも問題があるように思える。

TABLE 1 Size parameters for composite particles

	${}^4\text{He}$	${}^3\text{He}$	${}^3\text{H}$
$\langle r^2 \rangle^{1/2}_{\text{exp}}$	1.61	1.97	1.68
a	0.434	0.258	0.354
(B. E.) _{cal}	23.9	2.1	3.9
(B. E.) _{exp}	28.3	8.5	7.7
(B. E.) _{cal}	29.2	6.2	6.2

文献3によると ${}^3\text{He}$ の実験データは約 175 MeV の V_0 を prefer するらしいが、この値はここで計算されたものよりかなり深い。WITTERN の方法は、 α 粒子の場合にだいたい正しい V_0 を与えたと思われるのに、 ${}^3\text{He}$ の場合に不一致を与えるのはなぜだろうか。運動量保存の δ 関数を正しく考慮しても $\Delta E_3 \approx 0$ にすることはむずかしいように思える。WITTERN が採用した a や核力の値は、WILDERMUTH¹⁵⁾ が α クラスター模型の仕事で用いたものなので、4 体系についてはだいたいよい近似になっているが三体系にはあまりよくないのかも知れない (TABLE 1 参照)。 V_0 の計算値には、 a の値と核力の性質が微妙にきくので、もしも ${}^3\text{He}$ に対して $V_0 \approx 175$ MeV が真実ならば、WILDERMUTH のとは違う a と核力を採用しないと三体系と四体系の統一的説明に成功しないように思われる。

終りに数値計算の一部を手伝ってくれた若井正道、月橋芳広の両君に感謝いたします。

References

- 1) DRISKO R. M., SATCHLER G. R. and BASSEL R. H.: *Phys. Letters* 5 347 (1963)
- 2) IGO G.: *Phys. Rev. Letters* 1 72 (1958), *Phys. Rev.* 115 1665 (1959)
- 3) BASSEL R. H. and DRISKO R. M.: Proceedings of the Symposium on Direct Reactions with ${}^3\text{He}$, September 1967, IPCR Cyclotron Progress Report Supple. 1, p. 13
HODGSON P. E.: *ibid.* p. 41
- 4) WATANABE S.: *Nucl. Phys.* 8 484 (1958)
- 5) M. SANO: Proc. of Padua Conf. 204 (1962)
- 6) ROOK J. R.: *Nucl. Phys.* 61 219 (1951)
- 7) BLOOR F. J.: *Nucl. Phys.* 68 298 (1965)
- 8) OHMURA T.: NUP-66-4 (1966)
- 9) ABUL-MAGD A. Y. and EL-NADI M.: *Prog. Theor. Phys.* 35 798 (1966)
- 10) BENCZE G. and SÄNDULESCU A.: *Phys. Letters* 22 473 (1966)
- 11) WITTERN H. W.: *Nucl. Phys.* 62 628 (1965)
- 12) TOLHOEK H. A. and BRUSSARD P. J.: *Physica* 21 449 (1955)
- 13) ROTENBERG M. and WILETS L.: *Phys. Rev.* 110 1126 (1958)
- 14) ROBINSON C. P., ALDRIDGE J. P., JOHN J. and DAVIS, R. H.: *Phys. Rev.* 171 1241 (1968)
- 15) SCHMID E. W. and WILDERMUTH K.: *Nucl. Phys.* 26 463 (1961)

4. 重陽子の光学ポテンシャル

東工大 古川比南子・河合光路

4. A Comment on the Deuteron Optical Potential

HINAKO FURUKAWA and MITSUJI KAWAI

Tokyo Institute of Technology

The deuteron optical potential recently introduced by YULE and HAEBERLI and by ROBSON which have the spin orbit potential with $r_{s,0} < r_0$ are investigated. The optical potentials were used in the DWBA calculations of $^{28}\text{Si}(d, p)^{29}\text{Si}$, $^{40}\text{Ca}(d, p)^{41}\text{Ca}$, $^{54}\text{Fe}(d, p)^{55}\text{Fe}$, $^{56}\text{Fe}(p, d)^{55}\text{Fe}$ and $^{60}\text{Ni}(d, p)^{61}\text{Ni}$ cross sections and proton polarizations. Good agreement with the experiment was obtained for the $2p$ neutron transfer reactions of $^{40}\text{Ca}(d, p)^{41}\text{Ca}$, $^{54}\text{Fe}(d, p)^{55}\text{Fe}$ and $^{56}\text{Fe}(p, d)^{55}\text{Fe}$. On the other hand, the agreement was poor for the $1d$ neutron transfer process of $^{28}\text{Si}(d, p)^{29}\text{Si}$, the $2p$ transitions of $^{60}\text{Ni}(d, p)^{61}\text{Ni}$ and the $1f$ transitions of $^{56}\text{Fe}(p, d)^{55}\text{Fe}$. Discussions are given.

の適用等である。

1. 緒論

最近, (d, d) の polarization, 偏極 d による (d, p), 反応における vector analysing power の実験の解析から, HAEBERLI^{1), 2)} らは d の optical potential として, spin-orbit potential の半径 $r_{s,0}$ を中心力のそれ r_0 より小さくとるべきことを結論し, これによって上記の実験データばかりでなく, (d, p) 反応の角分布のいわゆる j -dependence も DWBA によって説明する可能性のあることを $^{40}\text{Ca}(d, p)^{41}\text{Ca}$ 反応, ($E_d=7.0\text{MeV}$) で中性子が $(l_n, j_n)=2p_{3/2}$ および $2p_{1/2}$ 軌道に捕獲される例について示した. これとは独立に, ROBSON³⁾ も同様にして, $r_{s,0} < r_0$ なる potential によって上と同じ $^{40}\text{Ca}(d, p)^{41}\text{Ca}$ 反応 (ただし $E_d=9.0\text{MeV}$) および $^{54}\text{Fe}(d, p)^{55}\text{Fe}$ ($(l_n, j_n)=2p_{3/2}, 2p_{1/2}$) の角分布の j -dependence が DWBA で説明できることを示した. これらは, 角分布の j -dependence が DWBA では説明困難と一般に想像されていただけにある意味で画期的だったといえよう.

ここでは, 上述の potential をより広い範囲の (d, p) および (p, d) 反応の DWBA による計算に適用した場合, いかなる結果になるかを検討した preliminary な結果を報告する. ここで注目した事柄は, (1) YULE-HAEBERLI と ROBSON の potential の差異, (2) (p, d) 反応への適用, (3) p の polarization への適用, (4) Ca, Fe の $2p_{3/2}, 2p_{1/2}$ neutron transfer 以外の場合の少数の例へ

2. 計算

D. W. B. A による計算には, zero-range の近似を用い INS-DWBA⁴⁾ によって行なった. Distorting potential は,

$$U = -V(1+e^x)^{-1} + 4iw \frac{d}{dx'} (1+e^{x'})^{-1} + \left(\frac{\hbar}{m_\pi c}\right)^2 V_{s,0} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x''} (1+e^{x''})^{-1} (\sigma \cdot l) \quad (1)$$

の形を用いた. ただし

$$x = \frac{r-r_0 A^{1/3}}{a}, \quad x' = \frac{r-r_0' A^{1/3}}{a'}, \quad x'' = \frac{r-r_{s,0} A^{1/3}}{a_{s,0}} \quad (2)$$

A は target 核の質量である.

Potential のパラメータは, d に対しては YULE-HAEBERLI および ROBSON が与えたもの (TABLE 1) また p に対しては REREY⁵⁾ が与えたもの (TABLE 2) を用いた.

Form factor の計算は separation energy method によって行ない, 中性子の single particle potential には

$$U_n = -V_n(1+e^{x_n})^{-1} + V_{ns,0} \left(\frac{\hbar}{m_\pi c}\right)^2 \frac{1}{r} \frac{d}{dx_n'} (1+e^{x_n'})^{-1} \quad (3)$$

ただし

$$x_n = \frac{r-r_{no} A^{1/3}}{a_n}, \quad x_n' = \frac{r-r_{nso} A^{1/3}}{a_{nso}}$$

TABLE 1 The deuteron optical potential parameter sets

Nuclei	$E_d(\text{MeV})$	V	r_0	a	W	r_0'	a'	$V_{s,0}$	$r_{s,0}$	$a_{s,0}$	r_c	Ref.
^{40}Ca	7.0	118.6	1.0	0.81	10.0	1.55	0.6	10.0	0.65	0.5	1.3	2)
	9.0	94.1	1.177	0.798	10.0	1.602	0.472	9.0	0.78	0.52	1.25	3)
^{56}Fe	9.0	94.1	1.177	0.798	30.0	1.602	0.472	9.0	0.78	0.52	1.25	3)
^{60}Ni	10.9	110.8	1.05	0.86	19.21	1.32	0.69	5.5	0.75	0.4	1.3	1)
^{28}Si	9.0	117.0	1.05	0.86	18.88	1.59	0.54	7.0	0.75	0.4	1.3	1)

TABLE 2 The proton optical potential parameter sets

Nuclei	$E_p(\text{MeV})$	V	r_0	a	W	r_0'	a'	$V_{s,0}$	$r_{s,0}$	$a_{s,0}$	r_c	Ref.
^{41}Ca	13.0	53.0	1.2	0.65	11.0	1.25	0.47	8.0	1.2	0.65	1.2	2)
	15.0	45.0	1.25	0.65	7.0	1.25	0.65	8.0	1.25	0.65	1.25	3)
^{56}Fe	18.5	47.7	1.25	0.65	11.8	1.25	0.47	8.0	1.25	0.65	1.25	5)
^{61}Ni	16.4	48.0	1.25	0.65	12.0	1.25	0.47	8.0	1.25	0.65	1.25	5)
^{28}Si	17.8	47.0	1.25	0.65	10.46	1.25	0.47	5.57	1.25	0.65	1.25	12)
		47.0	1.25	0.65	10.46	1.25	0.47	6.17	1.0	0.65	1.25	12)

の形を用い、 V_n 以外のパラメータを固定し、 V_n を search して正しい neutron separation energy が得られるようにした。

3. 結果

3.1 $^{40}\text{Ca}(d,p)^{41}\text{Ca}$

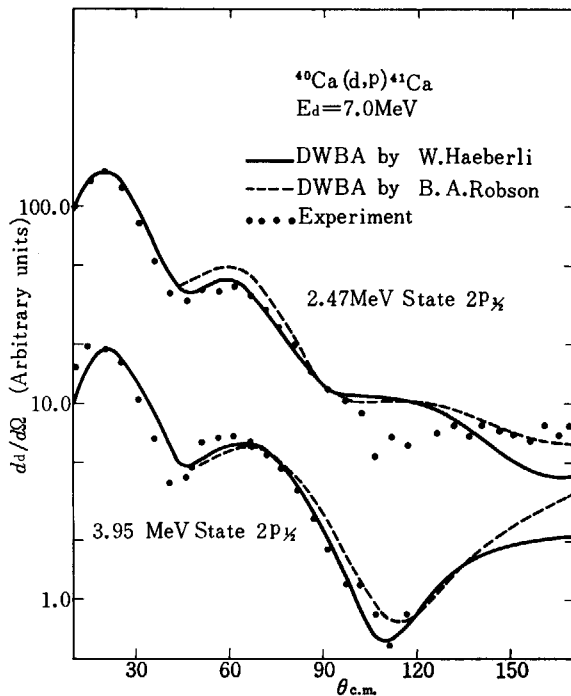


Fig. 1 Comparison between the differential cross sections calculated for $^{40}\text{Ca}(d,p)^{41}\text{Ca}$ reactions at $E_d=7.0$ MeV using the optical potential parameters predicted by W. HAEBERLI (—) and by B. A. ROBSON (---). The parameters are listed in TABLE 1, 2.

^{41}Ca の $2p_{3/2}(E_x=2.47\text{MeV})$ 状態と $2p_{1/2}(E_x=3.95\text{MeV})$ 状態への遷移については、 $E_d=9.0\text{MeV}$ での ROBSON の計算と $E_d=20\text{MeV}$ での YULE-HAEBERLI の計算があるが両者の d の potential はかなり異なっている (TABLE 1). そこで、これらの potentials を用いて両方の E_d で計算して比較してみると (Fig. 1, Fig. 2) 両者はほとんど同じ角分布を与えることがわかる。したがって両者の差は E_d の差によるものでなく、両者はこの計算に関する限りほぼ同等な2つの、異なる potential sets とみなすべきであることがわかる。 ^{41}Ca の $1f_{7/2}(\text{ground})$ 状

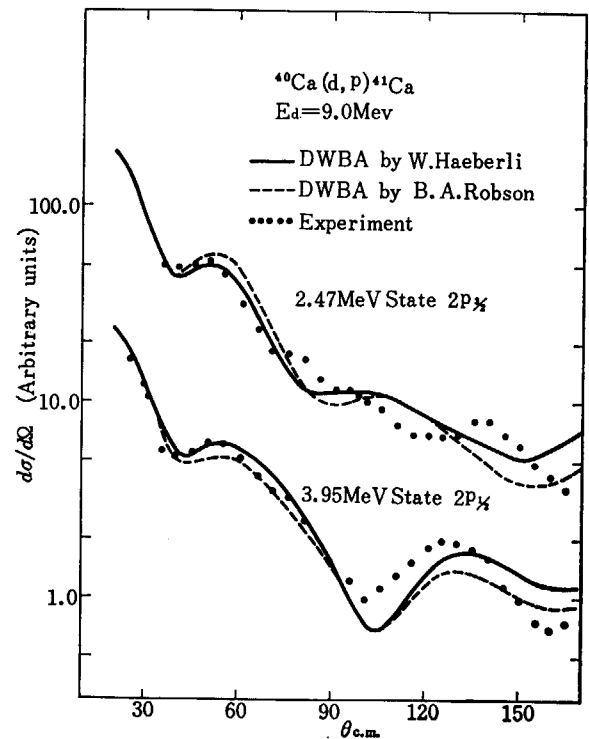


Fig. 2 Comparison between the differential cross sections calculated for $^{40}\text{Ca}(d,p)^{41}\text{Ca}$ reactions at $E_d=9.0$ MeV using the optical potential parameters predicted by W. HAEBERLI (—) and by B. A. ROBSON (---). The parameters are listed in TABLE 1, 2.

態への遷移における p の偏極を ROBSON の potential を用いて計算したものが Fig.3 に実験⁶⁾ と比較してある. 後方を除いて傾向が比較的良好に再現されているのが見られる.

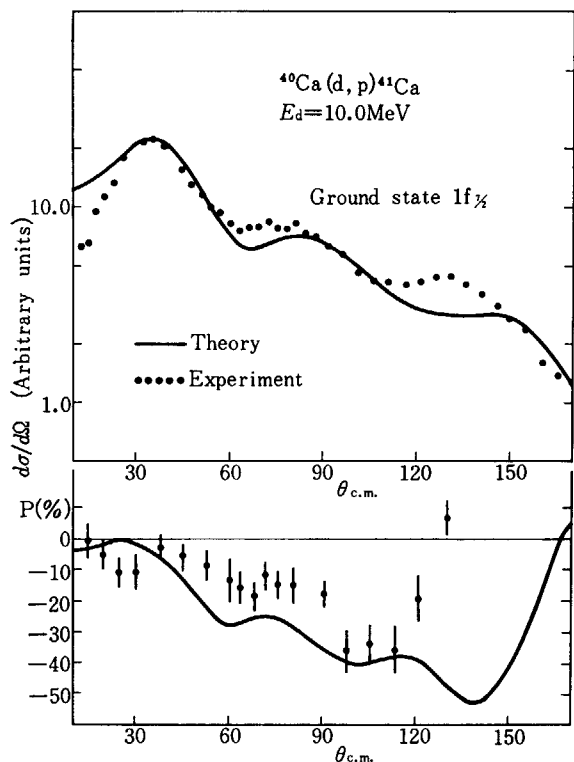


Fig. 3 Comparison between the data for the differential cross sections and polarizations of the $^{40}\text{Ca}(d, p)^{41}\text{Ca}$ (ground state) reaction at $E_d=10.0$ MeV and the DWBA calculations. The optical potential parameters are listed in TABLE 1, 2.

3. 2 $^{56}\text{Fe}(p, d)^{55}\text{Fe}$

ROBSON は $^{54}\text{Fe}(d, p)^{55}\text{Fe}$ の $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$ の角分布 (特にその j -dependence) を説明したが. その略逆反応に当る標題の反応による $E_p=18.5$ MeV での $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$ neutron の pick-up の角分布を計算してみた. この j -dependence は従来の D. W. B. A の計算では説明できなかったものである⁷⁾. Fig. 4 に見られるように. 実験⁷⁾との一致もかなりよく, 角分布の j -dependence がよく説明されている.

同じ反応による $1f_{7/2}$, $1f_{5/2}$ neutron の pick-up を計算したものが Fig. 5 であるが, この場合には j -dependence は顕著でなく, 第1の peak はほぼ一致し, 第2 peak 以下が $j=7/2$ の断面積が小さく出る傾向が見られるにすぎず実験⁷⁾との一致はよくない.

3. 3 $^{60}\text{Ni}(d, p)^{61}\text{Ni}$

Ca, Fe 以外の核についての test をおこなうため, ^{61}Ni の $2p_{3/2}$ (ground) 状態, $2p_{1/2}$ (0.29 MeV) 状態への遷移の角分布を $E_d=10.9$ MeV について計算したもの

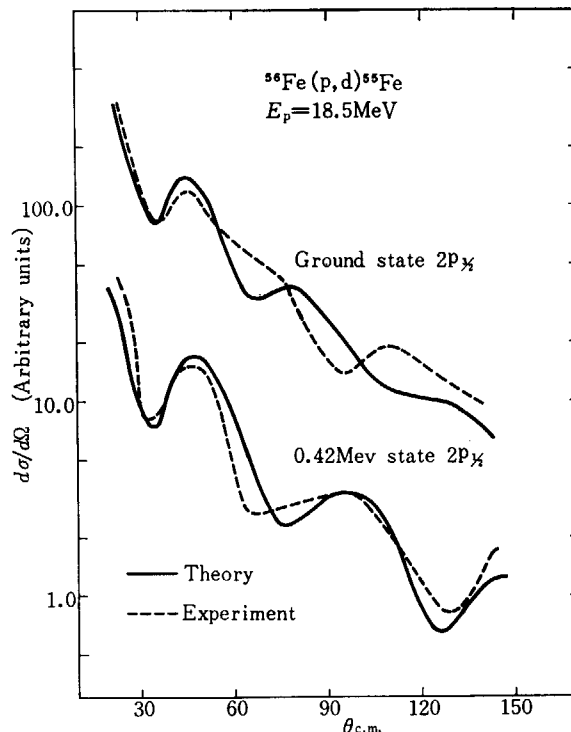


Fig. 4 Comparison between the data for the differential cross sections of the $^{56}\text{Fe}(p, d)^{55}\text{Fe}$ (ground state) ($2P_{3/2}$) and $^{56}\text{Fe}(0.42$ MeV state) ($2P_{1/2}$) at $E_p=18.5$ MeV (.....) and the DWBA calculations (—). The optical potential parameters are listed in TABLE 1, 2.

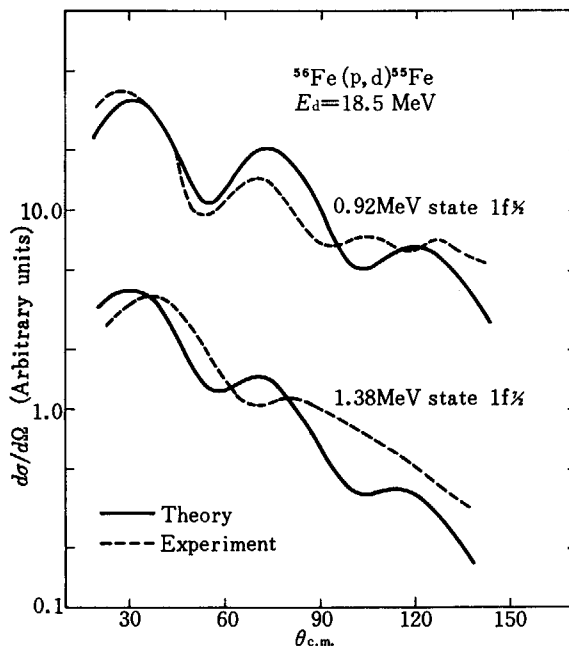


Fig. 5 Comparison between the data for the differential cross sections of the $^{56}\text{Fe}(p, d)^{55}\text{Fe}$ (0.92 MeV state) ($1f_{5/2}$) and (1.38 MeV state) ($1f_{7/2}$) reactions at $E_p=18.5$ MeV (.....) and the DWBA calculations (—). The optical potential parameters are listed in TABLE 1, 2.

を Fig. 6 に示す. 角分布の j -dependence はほとんど見られず, 実験⁸⁾とも一致しない.

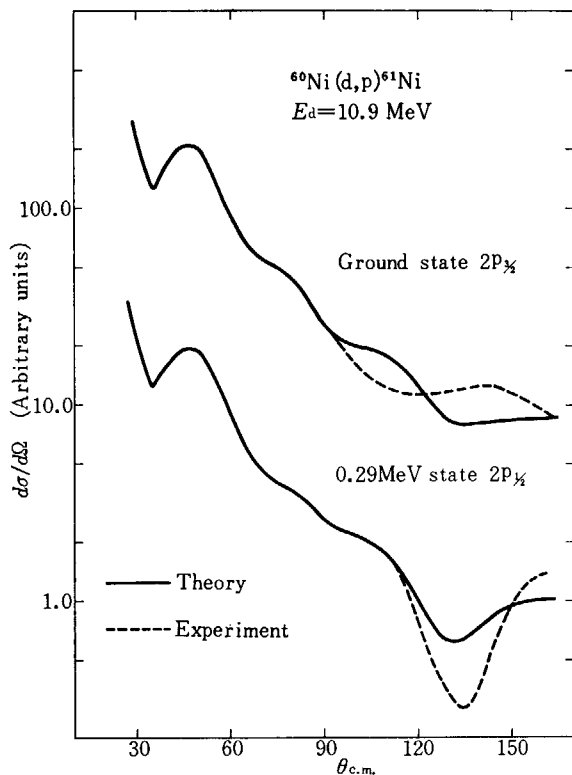


Fig. 6 Comparison between the experimental data for the differential cross sections of the $^{60}\text{Ni}(d,p)^{61}\text{Ni}$ (ground state) ($2p_{3/2}$) and (0.29 MeV state) ($2p_{1/2}$) reactions (---) and the DWBA calculations. The optical potential parameters are listed in TABLE 1, 2.

3. 4 $^{28}\text{Si}(d,p)^{29}\text{Si}$

$1d_{5/2}$, $1d_{3/2}$ 状態への遷移について検討するため ^{28}Si の $1d_{3/2}$ (1.28 MeV) 状態, $1d_{5/2}$ (2.03 MeV) 状態への遷移を計算してみた (Fig. 7). 角分布は実験⁹⁾との一致はよくなく, 特に $1d_{5/2}$ 状態はそのずれが大きい. $2s_{1/2}$ (ground) 状態について, $E_d=15.0$ MeV での p の偏極を計算した結果を実験¹⁰⁾と比較してみると (Fig. 8), かなりよくあっているがじゅうぶんでない. GOLDFARB はこの場合 d の spin-orbit potential より p のそれに sensitive であると主張している¹¹⁾. そこで, p の spin-orbit potential を内側に入れた potential¹²⁾ を使って計算してみると Fig. 8 にみられるように実験とのずれはかえって大きくなった.

4. 議論

今回報告した計算例の中では, $^{40}\text{Ca}(d,p)^{41}\text{Ca}$, $^{54}\text{Fe}(d,p)^{55}\text{Fe}$, $^{56}\text{Fe}(p,d)^{55}\text{Fe}$ の $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$ neutron transfer の場合のみ. 実験とよく一致し, 特に角分布の j -dependence が説明された. これらの場合は, いずれも $L_n=1$

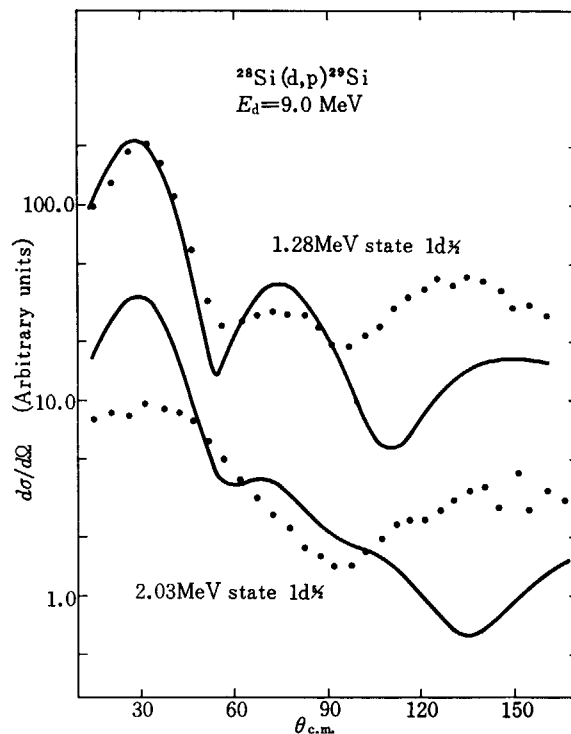


Fig. 7 Comparison between the data for the differential cross sections of the $^{28}\text{Si}(d,p)^{29}\text{Si}$ (1.28 MeV state) ($1d_{3/2}$) and (2.03 MeV state) ($1d_{5/2}$) reactions at $E_d=9.0$ MeV (.....) and the DWBA calculations (—). The optical potential parameters are listed in TABLE 1, 2.

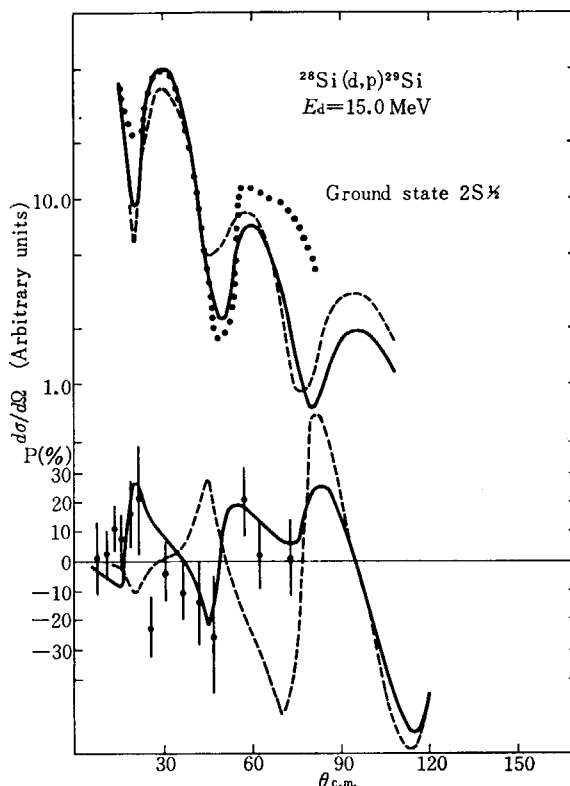


Fig. 8 Comparison between the data for the differential cross sections and polarizations of the $^{28}\text{Si}(d,p)^{29}\text{Si}$ (gnd. st.) ($2s_{1/2}$) reactions at $E_d=15.0$ MeV (.....) and the DWBA calculations; the full curves are correspondence to the set ($r_{s0}=1.25$ fm), the dotted ones to the set ($r_{s0}=1.0$ fm) in TABLE 2.

であり、かつ neutron が (magic+1) 個である。これが果して偶然であるか、あるいは、 $l_n \geq 2$ では d の D-state のような別の原因を考えるべきなのか、また form factor への configuration mixing の影響が重要なのであるのか否か等は、興味のある問題である。併し、このような問題に進む前に、果して現在の近似の範囲内で optical potential 等を更に改良することによって $^{60}\text{Ni}(d, p)^{61}\text{Ni}$ や $l_n \geq 2$ の遷移で見られた不一致が解消するかどうかを調べることが、当面必要であろう。たとえば、YULE-HAEBERLI の d の potential の search では $r_{n,0}$, $V_{n,0}$ を固定しているがこの制限を緩和すれば、更に一致がよくなるかも知れない。また、neutron の binding potential における $V_{n,0}$ の影響等もっと検討されねばならない。このような観点に立って、より広範囲の実験の解析を行なうことが極めて望ましいと思われる。

Acknowledgment

この計算に当っては、東工大、五十嵐正道氏に automatic search code ELAST 2 の使用、その他につき、多

くの御協力を頂いた。ここに厚く謝意を表する次第である。

References

- 1) SCHWANDT P. and HAEBERLI W.: *Nucl. Phys.* **A110** 585 (1968)
- 2) YULE T.J. and HAEBERLI W.: *Nucl. Phys.* **A117** 1 (1968)
- 3) ROBSON B. A.: *Phys. Letts.* **26 B** 501 (1968)
- 4) DWBA 2 INS-PT-9 (MANUAL 2) (1964)
- 5) PEREY F. G.: *Phys. Rev.* **131** 745 (1963)
- 6) BERCAW R. W.: *Phys. Rev.* **133 B** 632 (1964)
- 7) GLASHAUSSER C. and RICKEY M. E.: *Phys. Rev.* **154** 1033 (1967)
- 8) LEE L. L. JR. and SCHIFFER J. P.: *Phys. Rev.* **136** B 405 (1964)
- 9) SCHIFFER J. P. *et al.*: *Phys. Rev.* **147** 829 (1966)
- 10) ISOYA A. and MARRONE M. J.: *Phys. Rev.* **128** 800 (1962)
- 11) GOLDFARB L. J. B.: Proceedings of the 2nd Inter Symp. on Pol. Pheno. of Nucleous p 203
- 12) BAUGH D. J. *et al.*: *Nucl. Phys.* **83** 481 (1966)

5. 偏極中性子の Depolarization の実験結果とスピン-スピン相互作用

東大物性研 鹿 取 謙 二

5. Neutron Depolarization in the Elastic Scattering and the Spin-Spin Interaction

KENJI KATORI

Institute for Solid State Physics

University of Tokyo

In order to investigate the target spin dependent interaction (i. e. $V_{IS} I \cdot S f(r)$) in the optical potential, neutron depolarization in the elastic scattering has been measured at $E_n = 1.36$ MeV for the non-zero spin targets, ^{27}Al , ^{59}Co , $^{63,65}\text{Cu}$ and ^{209}Bi . The values obtained for the depolarization parameter $D(\theta)$ were 0.59 ± 0.13 at $\theta_2 = 120^\circ$ and 1.13 ± 0.25 at $\theta_2 = 27^\circ$ in ^{59}Co . These observations clearly demonstrate evidence for a spin-spin interaction. The general feature in the angular distribution is similar to the numerical results of STAMP. The mass and target-spin-strength dependence seems not to be found in a spin-spin interaction. But that interaction seems to be strongly dependent on the ground state configuration of an individual nucleus.

1. 序 言

1952年にBARSCHALL¹⁾が $0 \leq E_n \leq 3$ MeV領域の中性子に対する全断面積を種々な核種について測定し、いわゆるgross structureを発見した。その実験結果をFESHBACH, PORTER, WEISSKOPF²⁾が虚数項を含むpotential modelで解析してその説明に成功した。それ以来このoptical modelは種々の入射粒子の散乱および反応断面積の解析に適用され非常に成功をおさめている³⁾。ここでは中性子の弾性散乱に限って話を進める。Potentialの中に虚数項(iW)を導入することについて1954年ADAIR⁴⁾らはshell modelから類推してスピン軌道項($V_{es} \vec{l} \cdot \vec{s}$)がoptical potential中になくはないと考え、偏極中性子のasymmetryを測定することによってその存在を見いだした。その後断面積および偏極測定技術が進歩するとともに精度の高い実験がなされ、form factorを含むoptical parameterの精度がいちじるしく向上した。このことによって、原子核のgrossなstructureについてかなり詳細な性質が判明してきた。特にsymmetry項($\sigma \cdot T$)の存在、原子核半径間の関係、虚数項のform factorについて最近新しい知識が得られるようになった。

Optical parameterを決定する際入射粒子として中性子を用いる場合の特徴は、全断面積が精度よく測れることおよび全断面積、微分断面積、偏極の大きさが原子核の全質量領域にわたっていちじるしくは異ならず、質量依存性を通じて原子核全体を見わたせることにある。

ここでのべる実験の目的は、今までの実験技術を一步進めて3回散乱parameter(特に偏極中性子のdepolarization)を測定することによってoptical potential中のターゲットスピンの依存する項(V_{Is})を見いだすことにある。

元来同じoptical parameterで、ターゲットスピンのあるものとなないものの弾性散乱微分断面積および偏極の角分布をfitできることは不思議に思われてきた。そこでターゲットスピン依存力の大きさおよびその形を知るために直接測定してみようとする試みがいくなされてきた。その1つの方法は偏極ターゲットによる偏極中性子のtransmissionを測定することである。0.35, 0.92, 7.85 MeVの偏極中性子と偏極 ^{165}Ho の間で測定がおこなわれた⁵⁾。3点を通るような励起函数から、スピン-スピン相互作用の大きさがスピン軌道相互作用より1桁orderが小さいことが示せるように思われる。この結果をさらに確かめるために現在偏極 ^{59}Co についても実験がおこなわれている⁶⁾。もう一つの方法は前述の方法で零でないスピンをもつターゲットに対する偏極中性子の

depolarization を測定することである⁷⁾. これは Bohr の定理⁸⁾ にその根拠をもっている. すなわち, 弾性散乱では零でないスピンをもつターゲットだけが反応平面に垂直な軸に関してスピントリフを生じる. STAMP⁹⁾ は 4 MeV 中性子の弾性散乱について optical potential の中に $-V_{1s} \vec{I} \cdot \vec{s} f(r)$ という項を導入してその効果を ^{27}Al ($I=5/2$), ^{29}Si ($I=1/2$), ^{51}V ($I=7/2$) について調べた. その結果によると微分断面積および偏極ではあまりいじりやすい効果はあらわれず depolarization および rotation parameter のある角度でその効果が強くあらわれることを示した.

われわれの実験は, depolarization parameter $D(\theta)$ を測定することによってターゲットスピンの依存する相互作用の存在を調べ, 次に $D(\theta)$ の角度分布からスピンスピン相互作用の形および大きさ, その質量依存性およびターゲットスピン依存性を調べることを目的とする.

2. 実験方法

Sample の原子核には第一励起状態が基底状態とよく分離しているもので質量およびスピンの範囲にわたることを考慮して, ^{27}Al ($I=5/2$), ^{59}Co ($I=7/2$), $^{63,65}\text{Cu}$ ($I=3/2$) ^{209}Bi ($I=9/2$) をえらんだ. 実験は偏極中性子源として $^{12}\text{C}(d, n_0)^{13}\text{N}$ 反応を用い, $\bar{E}_n=1.36\text{ MeV}$, $\bar{p}=-0.38\pm 0.01$ の部分偏極中性子を発生させ, これを, 中を 2.5 cm くりぬいた直径 5 cm 長さ 5 cm の sample にあて, 散乱中性子の偏極度を液体ヘリウム time of flight ポーラリメーターで測定する方法をとった. 実験の配置図を Fig. 1 に示す.

この方法は次の点でいちじるしく改良されたために 3 回散乱の実験が可能になった. (1) ポーラライザーとしてガスでなく液体ヘリウムを用いて感度を約 10 倍あげたこと, (2) バックグラウンド中性子を減らすためにパラフィンの heavy shield ほかに 3 重の coincidence を採用したことである. つまり液体ヘリウム中で中性子に

よって反跳された He が発するシンチレーション光と中性子 counter から出る linear pulse との間で fast coincidence をとり, この pulse と中性子の n- γ discriminator をとった pulse とで slow coincidence をおこない, さらに time of flight spectra をこの fast-slow coincidence pulse で gate した. この方法により true 対 back ground の比は 30%~50% になった. Fig. 2 に ^{59}Co の場合の gate した time of flight spectra を示す.

3. 実験結果

Sample をおいたときの計数からまったく同じ geometry で, sample をおかないときの計数をさしひくことによって asymmetry を得る. 計数の時間的変動をへらすために上記測定を短時間ごとにくりかえしていった. ポーラリメーターの配置をくずさずに測定した p_1 の値でこの値を割ることによって depolarization parameter $D(\theta)$ を得る. 3 回散乱を測定する全体の系に装置的 asymmetry が存在しないかをたしかめるために, ターゲットスピンの核からの散乱が depolarization をおこさないという事実を使った. すなわち natural Ni で同じ大きさの sample で $D(\theta)$ を測定したところ $\theta_2=120^\circ$ で 0.89 ± 0.25 という結果を得た. ただし $p_2=-0.03$ ととっている. まず微分断面積が最小になる角度 $\theta_2=120^\circ$ をえらんで $D(\theta)$ を ^{27}Al , ^{59}Co , $^{63,65}\text{Cu}$, ^{209}Bi について測定した. 100% 偏極していない中性子の場合, 同一平面内での 3 回散乱後の polarization は $p_{3i} = \frac{p_2 + D p_1}{1 + p_2 p_1}$ と表わされる. われわれの研究室で測定した p_2 の値をつかうと ^{59}Co については $\theta_2=120^\circ \pm 12.5^\circ$ で $D=0.59\pm 0.13$, $\theta_2=27^\circ \pm 7.5^\circ$ で $D=1.13\pm 0.25$ という結果を得た.ほかの核については 120° で確定した p_2 の値がないので $p_2=0$ として $\theta_2=120^\circ$ の測定値を記すと ^{27}Al に対して $D=0.41\pm 0.27$, $^{63,65}\text{Cu}$ に対して $D=0.58\pm 0.17$, ^{209}Bi に対して $D=0.64\pm 0.18$ を得た.

これらの結果は, スピンスピン相互作用が存在するこ

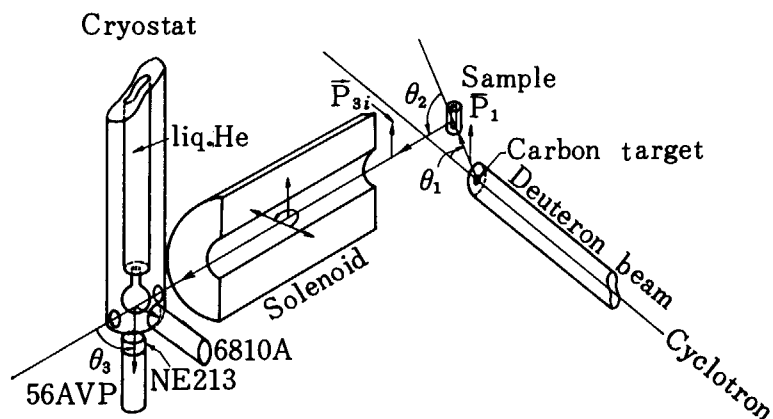


Fig. 1 Schematic experimental arrangement.

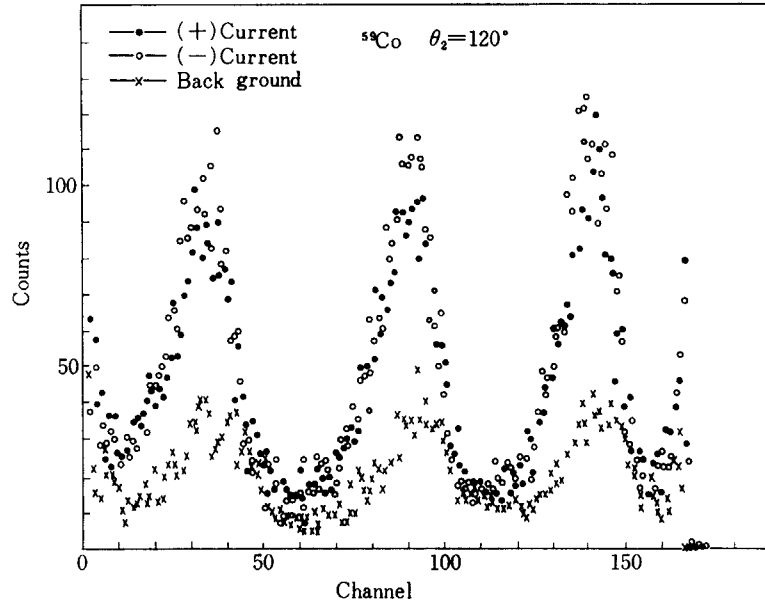


Fig. 2 The time of flight spectra for the elastic scattering from ^{59}Co gated by the fast-slow coincidence pulse.

とを示している。 ^{59}Co について depolarization の角度分布の傾向は STAMP⁹⁾ の数値計算の傾向とよく一致している。つまり D の最小値は微分断面積の最小値の角度にあたりまた polarization では零をきる角度に対応している。Al Cu Bi については他の角度での ρ_2 から類推した値¹¹⁾ を用いることとしてスピンスピン相互作用の定性的性質をこれらの $D(\theta)$ の測定値から推測することができる。その1つはこの相互作用の質量依存性は見いだされないように思われる。その2はこの相互作用がターゲットスピンの依存する傾向、なかんずくターゲットスピンの比例する傾向はみとめられないように思われる。ここではこの相互作用が各々の原子核の基底状態の configuration につよく左右されているように見える。他の角度での $D(\theta)$ の測定は現在進行中で、角度分布が出せればもっとはっきりした存在の証拠が得られると同時に、詳細なスピンスピンの性質まで立ち入れるだろう。さらに、スピンスピン相互作用の大きさおよびその形については $D(\theta)$ の角度分布の解析を待たねばならない。

4. スピンスピン相互作用

最後にスピンスピン相互作用の大きさおよび性質について述べる。Optical potential の中にあらわれるこのスピンスピン相互作用の大きさを、核内の effective two body interaction 中のスピン依存項から導き出せないか。

STAMP⁹⁾ は入射粒子とターゲット内核子の間の二体力が (i) Rosenfeld mixture をもち、(ii) form factor が separable な性質を持つと仮定して、二体力を $V(r_1 r_2) = -V_0(a_0 + a_1 \sigma_1 \sigma_2) F(r_1) F(r_2)$ であらわした。測定され

る量がターゲットの基底状態の波動関数についての期待値と考えるとスピン部分 V_s は

$$V_s = -V_0 a_1 F(r_1) \sigma_1 \langle 0 | \sum_i F(r_i) \sigma_i | 0 \rangle$$

となり (iii) の仮定としてターゲット (odd A) を core+1 個とし、ターゲットスピンは core 外核子のみが関与するとすると、

$$\begin{aligned} V_s &= -F(r) \sigma \cdot \mathbf{I} \frac{\langle (I_s) I \| \sigma \| (I_s) I \rangle}{\langle (I_s) I \| I \| (I_s) I \rangle} \cdot R V_0 a_1 \\ &= -V_{I\sigma} F(r) \mathbf{I} \cdot \sigma = -F(r) V_{I\sigma}^{\text{exp}} \end{aligned}$$

とあらわせる。ここで $R = \int R_{n1}^2(r) F(r) r^2 dr$ である。

Al について shell model の波動関数を用いて $V_{I\sigma}$ を計算した結果は 2.8 MeV を得た。実験から質量依存性があまりないように思えるので、これを仮定すると上記計算では $V_{I\sigma}^{\text{exp}}$ はターゲットスピンの依存しない量になる。

基底状態の magnetic moment が Schmidt line から Al Co Cu Bi いずれも大きくずれていることはかなりの core polarization が存在することを示している。Magnetic moment を参考にしながら core polarization (spin wave 励起) を考慮した再計算を目下おこなっていて、 $V_{I\sigma}^{\text{exp}}$ から推定できる核内の effective な二体力が各原子核で一致した値をとるとかなり興味深い。核内の2体の相互作用の中でスピンの依存する部分は中心部の $\sigma \cdot \sigma$ のみならず tensor 部にもまた二体の LS 部にも存在する¹²⁾。これらの $V_{I\sigma}^{\text{exp}}$ への contribution について fine な議論ができれば原子核構造の解明と相呼応して depolarization の実験が原子核に対する物理的知見を一步進めたことになる。

References

- 1) BARSCHALL: *Phys. Rev.* **86** 431 (1952)
- 2) FESHBACH, PORTER, WEISSKOPF: *Phys. Rev.* **96** 448 (1954)
- 3) HODGSON: *The Optical Model of Elastic Scattering* (Clarendon Press) 1963
松田: *Buturi* **23** 342 (1968)
- 4) ADAIR, DARDEN and FIELDS: *Phys. Rev.* **96** 503 (1954)
- 5) WAGNER, MILLER, TAMURA and MARSHAK: *Phys. Rev.* **139** B 29 (1965)
FISHER, SATRATA, SHELLEY MCCARTHY AUSTIN and BARRETT: *Phys. Rev.* **157** 1149 (1967)
- 6) KOBAYASHI, KAMITSUBO, KATORI, UCHIDA, IMAIZUMI and NAGAMINE: *J. Phys. Soc. Japan* **22** 368 (1967)
KOBAYASHI, NAGAMINE, KATORI, UCHIDA and IMAIZUMI: *Prog. Theo. Phys.* **40** 145 (1968)
NAGAMINE *et al.*: to be published
- 7) SCHALLER, WALTER and DURSER: *Proc. of 2nd Inter. Sympo. on Polari. Pheno. of Nucleons, Karlsruhe* 314 (1966)
- 8) BOHR: *Nucl. Phys.* **10** 486 (1959)
- 9) STAMP: *Phys. Rev.* **153** 1052 (1967)
- 10) PROTOTYPE, KATORI, UCHIDA, IMAIZUMI and KOBAYASHI: *J. J. A. P.* **7** 272 (1968)
- 11) CLEMENT *et al.*: *Nucl. Phys.* **6** 177 (1958)
BREDIN: *Phys. Rev.* **135** B 412 (1964)
- 12) 河合, 谷藤: private communication

第 4 部

核 子 移 行 反 応

(座長：佐治淑夫 坂井光夫)

Part 4

Nuclear Transfer Reaction

(Chairman: YOSHIO SAJI and MITSUO SAKAI)

1. 二核子移行反応

京大理 宇田川 猛

1. Two Nucleon Transfer Reaction

TAKESHI UDAGAWA

Kyoto University

Nuclear structure information obtained from the two nucleon transfer reaction is discussed. In particular, the spectra of nuclei with the mass number $A=56$ (and 56 ± 2) are analyzed based on the interaction matrix element of Kuo-Brown. It has been shown that the calculated T splitting between 0^+ states with the same intrinsic structure is smaller than the observed one and also the predicted excitation energies for particle and hole 0^+ pairing modes are too low as compared with experiments. The predicted energies for the quadrupole pairing modes are, however, fairly in agreement with experiments. It is also suggested that the 2.64 MeV first excited 2^+ state observed in ^{56}Ni will be of one particle-hole state.

1. はじめに

ここ数年来、核反応を用いて核構造を調べるといいうゆる“Particle Spectroscopy”の主流は、従来の一核子移行反応、非弾性散乱から二核子移行反応へと移り変わりつつあるように思われる。現在われわれの核構造に対する理解は核内核子の独立粒子運動を基礎に、そこで取り残されている残留相互作用に基づく二体（乃至それ以上の多体）相関の役割を明らかにするという方向で進んでいる。一核子移行反応はその基礎となる核子の独立粒子運動の様相を明らかにしてきた。また非弾性散乱からは二体相関のうちの粒子一空孔相関が主として調べられてきた。これに対して二核子移行反応では二体相関のもう一つの重要な部分である対相関を含む粒子一粒子と空孔一空孔相関とそれに基づく励起モードについての知識が得られる¹⁾。したがって前述の二つの実験によって得られる知識を合わせると、われわれの原子核構造に対する理解は一段深められることが期待される。

二体相関の現われ方は核の領域に依存する。例えば閉殻近傍の核の励起は独立粒子運動に基づく一体モードがまず支配的役割を演じ、それに二体相関が少し加わるとい形で現われる。このような領域では二体相関は弱いかわりに種々の相関が複雑にからみ合うということがな

く、それが比較的そのまま見られるであろう。このレポートではこのような領域の例として ^{56}Ni とその近傍核（主として $A=56$ 核）をとり上げて二核子移行反応の実験から実際どのような知識が得られるかを具体的に論じてみたい。本論に入る前に二体相関が他の領域でどのように現われるかを概観しておこう。たとえば簡単な超電導系を考えてみる。一重閉殻、たとえば Sn 同位元素はこれに近い性質を持つといえるであろう。このような系では、一体励起と $J^*=0^+$ の粒子一粒子または空孔一空孔相関（対相関）に基づく対モードとが中間的な強さで結合している。偶々核をとると、その結果として一連の核にクーパー対のやりとりで結ばれるような同じような励起状態が現われる²⁾。このような一連の状態を横の励起とよぶならばこの励起はもちろん粒子一粒子、空孔一空孔相関に基づくものである。これに対して一個の原子核の縦の励起は上記の相関の影響が多少加わってはいるが、一体モードが支配的である。ところで歪んだ核では四重極タイプの粒子一空孔相関がいちじるしく強くなる。縦の励起はその結果閉殻近傍核のそれとはまったく異なったものとなる。歪んだ核の縦の励起が回転と歪んだ一体場の中の一体励起として現われるのはこのような四重タイプの粒子一空孔相関のためであることは衆知のことである。このような歪んだ核でも対相関がなお重要な役割を演じていることもよく知られているが、この場合対相関は粒子一空孔相関と互いに複雑に結合するようになる。このためたとえば質量数 A の偶々核の基底状態

と $A \pm 2$ 核の基底バンドの 2^+ 準位が、四重極タイプの対オペレーターで直接結ばれるというような特徴的な関係が生ずる。二核子移行反応は逆にこのような関係を実験的に検証してくれるものと期待される。振動領域の核とか遷移領域の核の核構造は現在われわれの理解がもっともおくれている領域である。二核子移行反応がこれに対する新たな鍵を与えてくれるかどうか今のところ明らかではないが実験がこの領域で今後系統的におこなわれることが望まれる。

2. $A=56$ 核の励起スペクトル

本題にもどって ^{56}Ni 近傍核の二核子移行反応によって得られる知識について述べる。まず $A=56$ 核について調べる。Fig. 1 は ^{56}Ni , ^{56}Co , ^{56}Fe の励起スペクトルをまとめたもので、いずれも二核子移行反応, $^{58}\text{Ni}(p, t)^{56}\text{Ni}^{(3)}$, $^{54}\text{Fe}(^3\text{He}, n)^{56}\text{Ni}^{(4)}$, $^{54}\text{Fe}(^3\text{He}, p)^{56}\text{Co}^{(5)}$, $^{54}\text{Fe}(t, p)^{56}\text{Fe}^{(6)}$, $^{58}\text{Ni}(d, \alpha)^{56}\text{Co}^{(7)}$, から得られたものである。ただしこの図では、 ^{56}Ni の基底状態をエネルギーの原点にとり、 ^{56}Co , ^{56}Fe に対してはクーロンエネルギーの補正をおこなった。この補正には ^{56}Co の 1.45 MeV 状態と ^{56}Ni の 7.92 MeV の 0^+ 状態は互いにアイソバリックアナログ (I. A.) であると仮定 (二核子移行反応の実験結果および簡単なクーロンエネルギー公式からの予想と矛盾しない) し、また ^{56}Fe の基底と ^{56}Co の 3.58 MeV 0^+ 状態が互いに I. A. であるという実験事実⁸⁾を使った。

2.1 0^+ ($2-p$, $2-h$) 状態

$^{58}\text{Ni}(p, t)^{56}\text{Ni}$, $^{54}\text{Fe}(^3\text{He}, p)^{56}\text{Co}$, $^{54}\text{Fe}(t, p)^{56}\text{Fe}$ 反応で特徴的な角度分布を持つ強い $L=0^+$ のピークが以下に記すエネルギー状態に対応するところで見だされている。

- $^{58}\text{Ni}(p, t)^{56}\text{Ni}$: 0.0, 6.58, 7.92
- $^{54}\text{Fe}(^3\text{He}, p)^{56}\text{Co}$: 7.92, 10.04
- $^{54}\text{Fe}(t, p)^{56}\text{Fe}$: 10.04

同じエネルギーを持つ違う核に見だされた状態は互いに I. A. である。したがって T_z の違いを無視すると、見いだされた強く励起された 0^+ 状態は 0.0, 6.58, 7.92, 10.04 の計 4 ケである。 ^{56}Ni は二重閉殻核で多分非常によい近似で完全閉殻であろう。これを基底にとると 6.58, 7.92, 10.04 は閉殻の破れによってできる状態で Bohr⁹⁾の理論にしたがって NATHAN¹⁰⁾ は $J^\pi = 0^+$, $T=1$ の粒子および空孔対振動音子による二音子状態であろうと指摘している。 n, m, T を空孔, 粒子対振動音子の数, およびそれらの音子の全アイソスピンとすると上記の状態は (110), (111), (112) で与えられる⁹⁾。これら

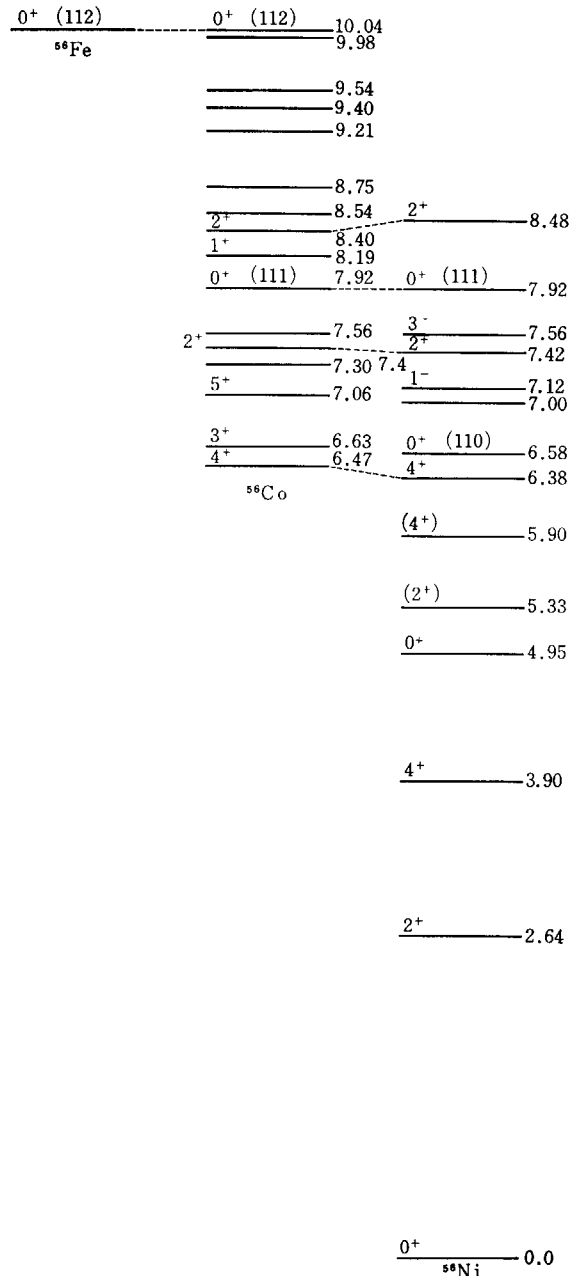


Fig. 1 Excitation spectra for nuclei with mass number $A=56$.

の状態は本質的に $T=1$ を持つ 2 粒子, 2 空孔状態でただ合成アイソスピンの違いによって生ずる状態である。このためこれらの状態への二核子移行反応の断面積の間には Clebsh-Gordon 係数で決まる一定の関係があり、実験でその関係はほぼ満たされている¹⁰⁾。

^{54}Fe , ^{58}Ni のデータ (次節を見よ) から対振動音子のエネルギーは約 4 MeV である。したがって音子状態のエネルギーは非調和項がないとすれば 8-MeV で (110), (111), (112) の 3 つの状態は縮退して存在するはずである。実際にはこれが 6.58, 7.92, 10.04 と大きく縮退がとれ、非調和項の存在を示している。音子間にアイソスカラーとベクター型の音子-音子間相互作用 (定数型を) 仮定すると、それによって音子状態のエネルギーにズレが生じ、そのズレは

$$\Delta E(n, m, T) = nma + \frac{1}{2}b\{T(T+1) - T_n(T_n+1) - T_m(T_m+1)\} \quad (1)$$

で与えられる。ただし T_n , T_m はそれぞれ n , m 個の空孔, 粒子音子の合成アイソスピンであり, またパラメーター a , b は音子-音子間相互作用のアイソスカラー, ベクター部分の相互作用常数である。実験的に見だされたエネルギーの値からこの相互作用常数を決めてみると

$$a_{\text{exp}} = 0.76 \text{ MeV} \quad (2a)$$

$$b_{\text{exp}} = 1.16 \text{ MeV} \quad (2b)$$

といずれも大きな斥力となる。この相互作用のうちアイソベクターの部分は原子核の結合エネルギーのうちの対称エネルギー項に相当するものである。

ところで多音子状態 (n, m, T) はセニオリティ 0 の $\{(j_1)^{-2n}, (j_2)^{2m}\}_T$ という shell model 状態と考え直すこともできる。このとき j_1 の空孔, j_2 の粒子間に相互作用を導入すると, それに基づく相互作用エネルギーは (1) 式とまったく同じ形に書けることが示される¹¹⁾。

このとき a , b は

$$a = -(\bar{V}_1 + 3\bar{V}_3) \quad (3a)$$

$$b = -(\bar{V}_1 - \bar{V}_3) \quad (3b)$$

$$\bar{V}_1 = \sum_J (2J+1) V(j_1 j_2 J; T=0) / (2j_1+1)(2j_2+1) \quad (3c)$$

$$\bar{V}_3 = \sum_J (2J+1) V(j_1 j_2 J; T=1) / (2j_1+1)(2j_2+1) \quad (3d)$$

で与えられ, ここで $V(j_1 j_2 J; T=0)$, $V(j_1 j_2 J; T=1)$ は $j_1 j_2$ の粒子間相互作用の $T=0, 1$ 部分である。試みに $j_1 = f_{7/2}$, $j_2 = p_{3/2}$ を仮定し, Kuo-Brown¹²⁾ のマトリックスエレメントを使って a , b を計算すると,

$$a_{\text{cal}} = 1.28 \quad (4a)$$

$$b_{\text{cal}} = 0.86 \quad (4b)$$

となる。この結果は粒子配位に必要と思われる配位混合を考えてもそれほど変わらないであろう。 a_{cal} は実験値より大きく, b_{cal} は逆に小さい。 b に相当する対称エネルギー項が Kuo-Brown のマトリックスエレメントでは小さく出てくることはこの場合以外にも一貫して出てくることと有馬によって研究会の席上コメントされた。

以上述べた非調和項は配位混合を含んでいない対角要素であった。この意味で粒子空孔間の相互作用は弱結合である。ところで Bohr の考えに従えば $J=0^+$ の対振動モード, shell model でいえばセニオリティスキームを破る配位混合の効果はどうであろうか? この点に関する議論は Bohr の理論の立場に立って Bohr⁹⁾ が, また shell model の立場に立って Horie-Ogawa¹³⁾ がおこなっている。Ref¹³⁾ で Ogawa は ^{56}Fe について調べその基底状態の中に $(2^+ \otimes 2^+)_{0^+}$ タイプの配位が約 30% ほど混合しているであろうと指摘している。 ^{56}Fe は $T=2$ の状態であるが配位混合は恐らく T の値に依るであろう。 $T=2$ 以外でこのような配位混合がどうなるかを調べてみることは興味深い。この問題は $J=0^+$ と 2^+ の粒子-粒子, 空孔-空孔相関の結合の T -dependence の問題

である。

2.2 $T=1, 1p-1h$ 状態

^{56}Co の基底近傍の状態は陽子配位に空孔, 中性子配位に粒子のある $T=1$ の $1p-1h$ 状態であろう。配位混合がなければ基底近傍に $(f_{7/2}^{-1} p_{3/2})_{T=1}$ で $J^\pi = 2^+, 3^+, 4^+, 5^+$ 状態が現われるはずである。これらの状態に対応するものが実際 ($^3\text{He}, p$) で全部見だされている。これらの状態に対してはまた Bertsch¹⁴⁾ と Ogawa¹⁵⁾ が $(f_{7/2}^{-1}, p_{1/2})$, $(f_{7/2}^{-1}, f_{5/2})$ の配位の混合を考慮した計算をおこなって基底近傍状態のエネルギーはかなりよく実験結果が再現されている。しかし一つだけ例外があってそれは 1^+ 状態で $1p-1h$ と仮定するとエネルギーの理論値はいずれも高すぎる。もっと高い配位混合, たとえば重陽子タイプの相関を取り入れることの必要性が強調されている¹⁶⁾。

^{56}Co で見だされている $T=1$ で $1p-1h$ 状態の I.A. は ^{56}Ni に存在しているはずである。実際 $^{58}\text{Ni}(p, t)^{56}\text{Ni}$ で $2^+, 4^+$ が見つかっている。 $3^+, 5^+$ 等の unnatural parity の状態は (p, t) では励起されない。

2.3 $T=0, 1p-1h$ 状態

^{56}Ni には $T=0$ の $1p-1h$ 状態が見だされるはずである。この状態, 特に低い励起のそれは通常集団励起状態として現われ, 非弾性散乱で強く励起される。しかし ^{56}Ni は不安定なためこの実験は不可能である。

$^{58}\text{Ni}(p, t)^{56}\text{Ni}$ で 2.64-MeV に 2^+ の状態が見出されている。この状態は $T=0$ の $1p-1h$ の状態ではないかとまず考えられる。Kuo-Brown¹²⁾ のマトリックスエレメントを使い, RPA でこの状態のエネルギーを評価してみると, $E(2^+) = 3.08 \text{ MeV}$ となり 2.67 MeV 状態を $T=0$ の $1p-1h$ 状態と考えることはそれほど無理ではない。3.90-MeV に観測される 4^+ 状態も同様に $1p-1h$ 状態と見なしうるのであろうが, 確定的な結論を得るには (p, t) の解析が必要であろう。

これら 2.64 MeV, 3.90 MeV の $2^+, 4^+$ を $T=0$ の $1p-1h$ 状態と見なしうる間接的な証拠がある。それは $^{58}\text{Ni}(^3\text{He}, \alpha)^{57}\text{Ni}$ の実験¹⁷⁾ で ^{57}Ni に以上の $2^+, 4^+$ に一粒子が結合してできた状態が見だされ, それが $1h-2p$ 状態であることから $2^+, 4^+$ が $1p-1h$ 状態であろうことが推論される。

2.4 $J^\pi = 0^+$ 以外の $2p-2h$ 状態

^{56}Fe の第一励起の 2^+ 状態は $[(2p)_{0^+} \otimes (2h)_{2^+} + (2p)_{2^+} \otimes (2h)_{0^+}]_{T=2}$ が主配位の $2p-2h$ 状態であろうという議論が Ogawa¹³⁾ によってなされている。この状態はまた $0^+, 2^+$ タイプの対モードの結合した状態ともいえるであろう

う。対応する I. A. は ^{56}Co , ^{56}Ni に見だされることが期待されるが実験ではおさえられていない。

この 2^+ 状態に対応する、配位は同じで T の異なる状態が ^{56}Co と ^{56}Ni で存在することが予想される。対称エネルギーから、それらの状態はエネルギー的に低いところに出ることが期待される。一つの候補は ^{56}Co および ^{56}Ni の 8.40 MeV と 8.48 MeV の 2^+ 状態である。これはエネルギー的に 7.92 MeV の $T=1$ の 0^+ を基底にとったときの第一励起の 2^+ 状態と考えられ、 $T=1$ の 2^+ 状態であろう。こう考える理由として、エネルギー的考察のほかはこの状態への (^3He , p), (p, t) の断面積が 7.92 の 0^+ への断面積と同程度に大きいこともあげられる。

しかしこの状態を前に与えたような単純な配位のみによる状態と考えることはできないであろう。第一に、第一励起の状態として 7.92 MeV の 0^+ からみると $E_{\text{ex}} = 0.48$ MeV はこの辺の核の第一励起エネルギー 0.8~1.5 MeV に比べて低すぎることで、第二に (d, α) 反応でもかなり強く励起されていることである。(d, α) で取り去られる対は $T=0$ を持ち、したがって $T=1$ の 2-h は作ることができないためである。多分この辺に存在すると思われる 1p-1h 状態がかなり混合しているのではなかろうか。(He, p) 反応で $T=2$, 1 を同様に測定し、更に (α , d) 反応で $\Delta T=0$ 成分を計ればもう少し立ち入った配位混合の程度が押えられるかも知れない。

同じ配位をもつ $T=0$ の状態についての実験的な証拠は今のところまったくないようである。この状態については (^3He , n) のもっと精度のよい高い励起状態の励起を含む実験が望まれる。

3. $A=56 \pm 2$ 核の励起スペクトル

^{56}Ni を基底にとるとき、 $A=54$, 58 核は粒子-粒子、空孔-空孔モードの基礎励起が現われる核として最も重要なものである。残念ながらこれらの核を残留核とするような二核子移行反応には見るべきものがない。 ^{52}Cr , ^{56}Fe , ^{60}Ni が安定であるので種々の実験が可能でありその実行が望まれる。

BOHR の対振動理論⁹⁾では ^{54}Fe , ^{58}Ni の基底状態は対振動に基づく一音子状態とみなされる。 $J^\pi=0^+$ の対モードである。これに対し、それらの核の第一励起の 2^+ 状態は $J^\pi=2^+$ の対モードとみることができよう。このモードに含まれる粒子-粒子、空孔-空孔相関の知識はいずれ二核子移行反応の実験データとその解析に待つ外はないが、結合エネルギーと他の実験から得られるスペクトルを KUO-BROWN のマトリックス・エレメントから得られる理論結果を比べてみることは興味がある。

Fig. 2 に ^{54}Fe , ^{54}Co , ^{58}Cu , ^{58}Ni の観測スペクトルと

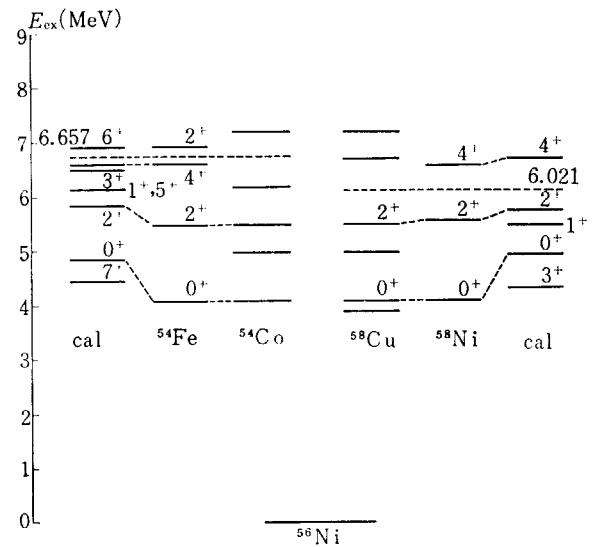


Fig. 2 Excitation spectra for nuclei with mass number $A=54$ and 58 . The calculated spectra were obtained by assuming pure configurations of $f_{7/2}^{-2}$ and $f_{3/2}^{-2}$ and Kuo-Brown interaction matrix element in estimating the diagonal energy shift.

$f_{7/2}^{-2}$ および $p_{3/2}^{-2}$ 配位を仮定して求められた理論スペクトルを图示した。励起エネルギー E_{ex} は

$$E_{\text{ex}}(\text{MeV}) = \varepsilon(A, Z) - \varepsilon(^{56}\text{Ni}), \quad (5a)$$

$$\varepsilon(A, Z) = -B(A, Z) - \varepsilon_c(A, Z) + 12.460A, \quad (5b)$$

$$\varepsilon_c(A, Z) = 0.69 \frac{Z^2}{A^{1/3}} (1 - 0.76Z^{-2/3}), \quad (5c)$$

(ただし $B(A, Z)$ は結合エネルギー) から求めた。(5b) のフェルミエネルギー = 12.460 MeV は ^{54}Fe , ^{58}Ni の基底の E_{ex} が同じになるように選んだ。 $A=54$, 58 のスペクトル中の 6.657 MeV および 6.021 MeV の点線はそれぞれ $f_{7/2}^{-2}$, $p_{3/2}^{-2}$ 配位の無振動エネルギーで ^{57}Ni , ^{55}Co の結合エネルギーの実験値に基づいて決められたものである。 ^{54}Co , ^{58}Cu の実験データは (^3He , t) 反応⁸⁾から得られたものである。実験が不完全なため、特に $T=0$ の状態についての知識はほとんど得られていないので計算結果と実験を比べることはできないが、 $T=1$ の 0^+ , 2^+ については配位混合を無視した計算結果は実験に比べて高すぎる。配位混合したがって相関の影響を調べるために RPA に基づく計算をおこなってみた。 $f_{7/2}$, $p_{3/2}$, $f_{5/2}$, $p_{1/2}$, $g_{9/2}$ 軌道を考慮すると最低の 0^+ , 2^+ のエネルギーは

$$A=54 \text{ 核 で } 3.12 \text{ MeV}, 5.61 \text{ MeV}$$

$$A=58 \text{ 核 で } 2.62 \text{ MeV}, 5.17 \text{ MeV}$$

となりこれに対する実験値は

$$A=54 \text{ 核 で } 4.07 \text{ MeV}, 5.48 \text{ MeV}$$

$$A=58 \text{ 核 で } 4.07 \text{ MeV}, 5.52 \text{ MeV}$$

である。 $J^\pi=0^+$ はかなり下がりすぎ、また 2^+ 状態も $A=58$ 核では下がりすぎる。空孔に対する対モードでは、基底状態相関を除けば $f_{7/2}^{-2}$ 配位が主成分であるが、粒子対では配位混合の程度は強く、強い相関のあることを示している。これらの点はいずれも二核子移行反

応によって将来テストされるであろう。

4. 結 び

以上述べてきたように、二核子移行反応はわれわれに核構造に関する種々の知見を与えてくれる。特に閉殻近傍では二体相関に関する直接的な知識を与えてくれて、これはまたそのような相互作用をひきおこす二体の残留相互作用に関するわれわれの知識をより精密にする助けとなる。この報告では以上のように二核子移行反応を核構造的な立場で論じて来たが、しかし二核子移行反応からより精度のよい核構造の知識をうるためには、反応メカニズムに関する理解が深められねばならない。現在のところ二核子移行反応は zero-range の DWBA 理論で解析されているが、この妥当性についてはじゅうぶん調べられていない。二核子移行反応は一般に momentum transfer が大きく、したがって核内で起こる反応が断面積に大きく効いてくる可能性がある。このような反応では DWBA の妥当性そのものに批判的な見解もあり、今後の検討にまたれる問題である。

References

- 1) BOHR A.: *Compt. Rend. du Congr. Int. de phys. nucl.* Vol. 1, 487 (1964)
- 2) クーパー対が実際 (p, t), (t, p) 等の二核子移行反応で調べ得ることは S. YOSHIDA によって指摘された. YOSHIDA S.: *Nucl. Phys.* 33, 685 (1962)
- 3) DAVIES W.G. *et al.*: *Physics Lett.* 27B, 363 (1968)
- 4) MILLER R.G. & KAVANAGH R.W.: *Nucl. Phys.* A94, 261 (1967)
- 5) BELOTE T.A. *et al.*: *Nucl. Phys.* 109, 666 (1968)
- 6) COHEN B.L. & MIDDELTON R.: *Phys. Rev.* 146, 748 (1966)
- 7) HJORTH S.A.: *Ark. Phys.* 33, 147 (1967)
- 8) YAVIN A.I. *et al.*: *Proc. of Conf. on Isobaric Spin in Nucl. Phys.*, p. 842 (1966)
- 9) BOHR A.: *Proc. of Dubna Conf.* (1968). to be published
- 10) NATHAN O.: *Proc. of Dubna Conf.* (1968). to be published
- 11) SARTORIS G. & ZAMICK L.: *Physics Lett.* 25B 5 (1967)
- 12) KUO T. T. S. & BROWN G. E.: *Nucl. Phys.* A114, 241 (1968)
- 13) K. OGAWA: JAERI 1158, 133 (1968)
- 14) BERTSCH G. F.: *Physics Lett.* 25B, 62 (1967)
- 15) OGAWA K.: unpublished
- 16) OGAWA K. & HORIE H.: *Private communication*
- 17) BINGHAM C. R. & HALBERT M. L.: *Phys. Rev.* 169, 933 (1968)

2. 二核子移行反応における核内からの寄与

核 研 久 保 謙 一

2. Properties of the Product of Initial and Final Distorted-Waves in (t, p) Reaction

KEN-ICHI KUBO

Institute for Nuclear Study, Univ. of Tokyo

Concerning (t, p) reactions, we investigated, not the features of each of distorted-waves, but those of the product of distorted-waves in both channels according to the selection rule about angular momentum. They are compared in compact form with form-factor and peak or valley features of angular distribution of proton. Such a product of distorted-waves may be useful to understand the characteristic properties of DWBA-results.

1. 序 文

非弾性散乱や一核子組替え反応の実験データのDWBAによる解析は、われわれに原子核の諸性質に関する比較的精度の高い情報を提供し得たという意味で、これらの反応過程におけるDWBAの方法は一応の成功を収めたといえよう。二核子以上の核子変換をとまなう組替え反応の取り扱い、多くの場合、一核子組替え反応の取扱いをそのまま踏襲して、精度の高い議論を展開できる方法が確立されているわけではない。二核子組替え反応に限ってみると、これまでに幾人かの人たちによってDWBAの範囲でその取扱い方が提案されてきている¹⁾。しかし、いずれの場合も計算された反応の断面積の大きさは、実験値を下まわる結果を与え、角度分布の実験値との一致は、いわゆる lower radial cutoff を必要とする場合が多い。こういった問題を解決し、二核子組替え反応の取扱いにじゅうぶんな方法を確立していくことは、早晚必要なことであろう。今後DWBAの方法は、二核子組替え反応においてその妥当性がテストされるであろうし、核反応のメカニズムをより精度よく記述する方法への発展のためにも、DWBAの持つ特徴、問題点をいろいろな角度から検討することが必要であると考えられる。

さて二核子組替え反応をDWBAの方法で取り扱う際に反応振幅を決定する物理量は次の2つに分類できると考えられる。1つは原子核の核構造にのみ依存するいわゆる form factor であり、ほかの1つは入射、放出チャ

ネルの相対運動の波動函数である。Form factor は標的核、残留核の状態のみならず入射（あるいは放出）する粒子の内部状態にも依存している。これまでの二核子組替え反応の取扱い方の違いは、この form factor をどう記述すべきかという点にあったと言ってよいであろうし、今後もこの form factor の議論は続けられていくと思われる。一方相対運動の波動函数（いわゆる distorted waves）に関する理解もじゅうぶんつくされたわけではない。すなわち各チャンネルの（たとえば(t, p)では(t, t), (p, p)) distorted waves の部分波 (Ψ_{l_t}, Ψ_{l_p}) の一つ一つの性質を知ることのほかに、これらを角運動量の保存則 ($\vec{l}_t + \vec{l}_p = \vec{L}$, \vec{L} は変換される角運動量) にしたがって、 Ψ_{l_t}, Ψ_{l_p} の積をつくり、 l_t, l_p についての和をとったものの性質を知り、特徴をつかむことは、興味あることであるが、こういった見方は、これまで一度もなされていない。

そこで、この報告では、この distorted waves の積和の様子、特徴について、すなわち、核内の波数、波面の分布、振幅の分布、form factor の分布との比較、角度分布の山、谷との関連、どの角度には核のどの部分からの寄与があるか等について議論をおこなってみたい。

2. Distorted Waves の積和

反応 A (a, b) B に対する DWBA の微分断面積 $d\sigma/d\Omega$ は、次のごとく書くことができよう²⁾。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \sum_M |\beta_{LM}(\theta)|^2 \quad (1)$$

ここに $\beta_{LM}(\theta)$ は次のごとく3つの函数からなっている;

$$\beta_{LM}(\theta) = \sum_{l_a l_b} \Gamma_{l_b l_a}^{LM} f_{l_b l_a}^L P_{l_b}^M(\theta) \quad (2)$$

ただし

$$\Gamma_{l_b l_a}^{LM} = i^{l_b - l_a - L} (2l_b + 1) (l_b M L, -M | l_a 0) \cdot (l_b 0 L 0 | l_a 0) \sqrt{(l_b - M)! / (l_b + M)!} \quad (3)$$

$$f_{l_b l_a}^L = \frac{M_A k_b}{M_B k_a} \int dr \cdot r^2 \Psi_{l_b} \left(\frac{M_A r}{M_B} \right) F_L(r) \Psi_{l_a}(r) \quad (4)$$

($P_{l_b}^M(\theta)$ は Legendre 函数)

上式にあらわれる記号について説明しておく、 L, M はそれぞれ反応によって変換される軌道角運動量とその z 軸成分である。 l_a, l_b はそれぞれ入射、放出チャンネルの distorted wave Ψ_{l_a}, Ψ_{l_b} の持つ軌道 (部分波) 角運動量である。 k_a, k_b はそれぞれ粒子 a, b の重心系での波数、 M_A, M_B はそれぞれ標的核、残留核の質量である。座標系は粒子 a の入射方向を z 軸に選び散乱平面は zx -平面に選んである。(4) 式中の $F_L(r)$ は反応の form factor である。(4) 式の積分値は overlap integral と呼ばれている。

さて、(2) 式を次のごとく書きなおしてみよう。

$$\beta_{LM}(\theta) = \int dr G_{LM}(r, \theta) F_L(r) \quad (5)$$

ここに

$$G_{LM}(r, \theta) = \left(\frac{M_A k_b}{M_B k_a} \right) r^2 \sum_{l_a l_b} \Gamma_{l_b l_a}^{LM} \cdot \Psi_{l_b} \left(\frac{M_A r}{M_B} \right) \cdot \Psi_{l_a}(r) \cdot P_{l_b}^M(\theta) \quad (6)$$

すなわち反応の振幅 $\beta_{LM}(\theta)$ を決定する量を、核構造にのみ依存する static な量 $F_L(r)$ とそれ以外の dynamical な量 $G_{LM}(r, \theta)$ に分別してある。(6) 式から知られるように $G_{LM}(r, \theta)$ は係数 $\Gamma_{l_b l_a}^{LM}$ を通して角運動量の保存則を満たしながら部分波 l_b, l_a についての和がとられている。このとき、角度 θ の違いによって Legendre 函数で重みがかかけられている。このような意味から $G_{LM}(r, \theta)$ は重ね合わされた distorted wave (superposed d. w.) と呼ぶことにしよう。この函数の (t, p) 反応における様子を調べるのがこの報告の目的である。

3. 反応および角度分布

ここでは次の反応についての函数 $G_{LM}(r, \theta)$ を検討する。

- $^{40}\text{Ca}(t, p)^{42}\text{Ca}$ (5.85 MeV, O^+), $E_t = 10.1$ MeV
- $^{40}\text{Ca}(t, p)^{42}\text{Ca}$ (gnd, O^+), $E_t = 30$ MeV
- $^{40}\text{Ca}(t, p)^{42}\text{Ca}$ (5.85 MeV, O^+), $E_t = 30$ MeV

すなわち $E_t = 10.1$ MeV, 30 MeV の2つについておよび残留状態は ^{42}Ca の基底状態, 5.85 MeV 状態の2つ

を選んだ。なお、 $E_t = 10.1$ MeV で基底状態へいく反応については函数 $G_{LM}(r, \theta)$ の計算を終了していないので、報告は次の機会におこないたい (角度分布については Ref. 3) を参照のこと)。Distorted wave に対して用いられた光学 potential parameters は、弾性散乱を再現できる次の TABLE 1 にあげたものを用いた。

TABLE 1 Optical potential parameters

The radial form of the optical potential is shown below and these parameters, taken from Ref. 4), are given in the table. The uniform charged Coulomb potential was also included into the distorting potentials.

$$-V \cdot \left\{ 1 + \exp \frac{r - r_0 A^{1/3}}{a} \right\}^{-1} - i \cdot W \left((1 - C_V s) 4a' C_V s \frac{d}{dr} \right) \cdot \left\{ 1 + \exp \frac{r - r_0' A^{1/3}}{a'} \right\}^{-1}$$

E_t (MeV)		V	r_0	a	W	r_0'	a'	$C_V s$
10.1	(t, t)	144	1.24	0.678	30	1.45	0.841	0.0
	(p, p)	53	1.25	0.65	15.5	1.25	0.47	1.0
30.0	(t, t)	146	1.24	0.678	25.1	1.45	0.841	0.0
	(p, p)	43.3	1.18	0.7	7	1.3	0.6	0.714

また、form factor $F_L(r)$ は ref. 3) で求めたものを用いた。すなわち、 ^{42}Ca の基底状態は $|(1f)_n^2; O^+\rangle$ の配位、5.85 MeV の状態は $|(2p)_n^2; O^+\rangle$ であるとして、いずれも Woods-Saxon 型による form factor (ref. 3) 参照) を用いた。このときの form factor は次の Fig. 1 に示されている。図の縦軸は対数目盛になっているので図中には form factor の絶対値のみが示されている。

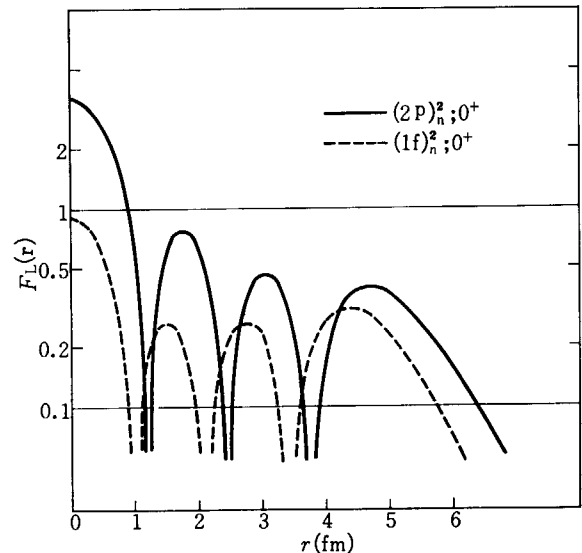


Fig. 1 Form Factors

以上の form factor および TABLE 1 の光学 potential⁴⁾ を用いたときの角度分布は Fig. 2~4 に示されている。Fig. 2 中の点線は実験値の傾向を知るために、実験値⁵⁾ の点をスムーズに結んだときの曲線を前方で計算値 (実線) に規格化して示してある。(なお、角度分布の計算は $\Delta\theta = 10^\circ$ おきに実行された。)

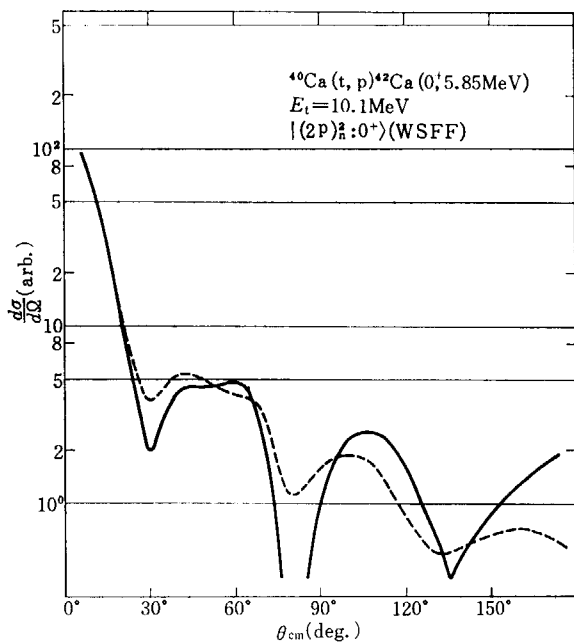


Fig. 2 Angular distributions

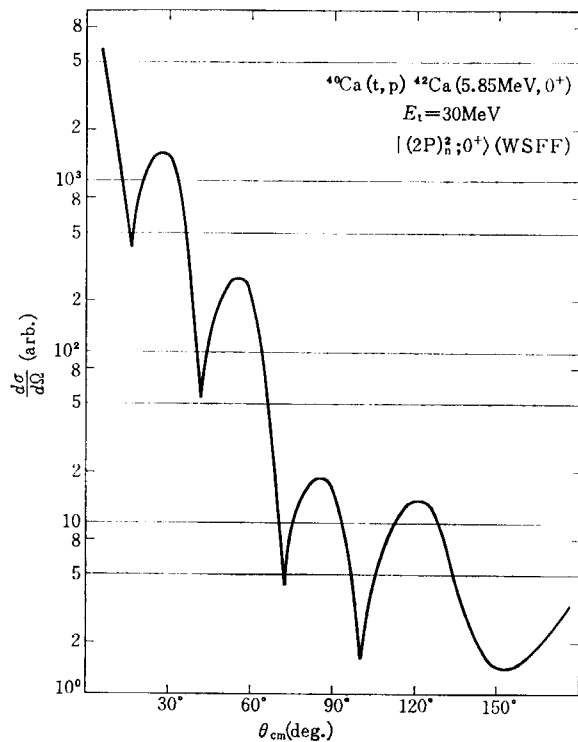


Fig. 4 Angular distribution

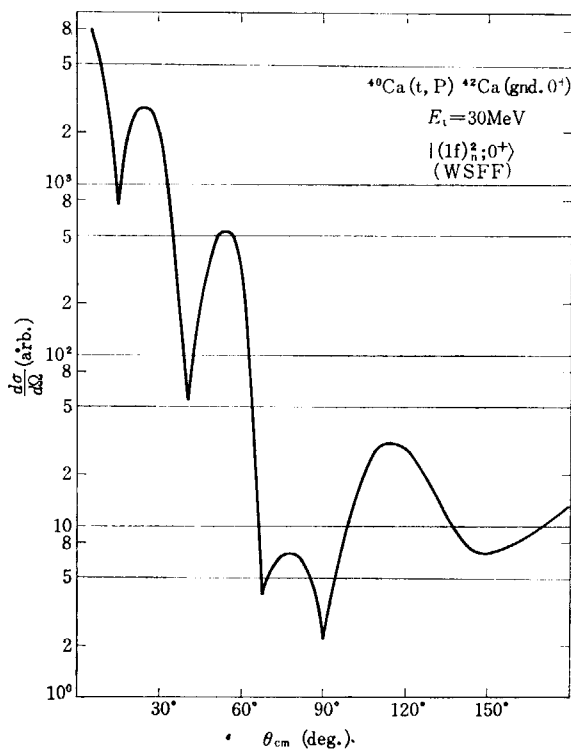


Fig. 3 Angular distribution

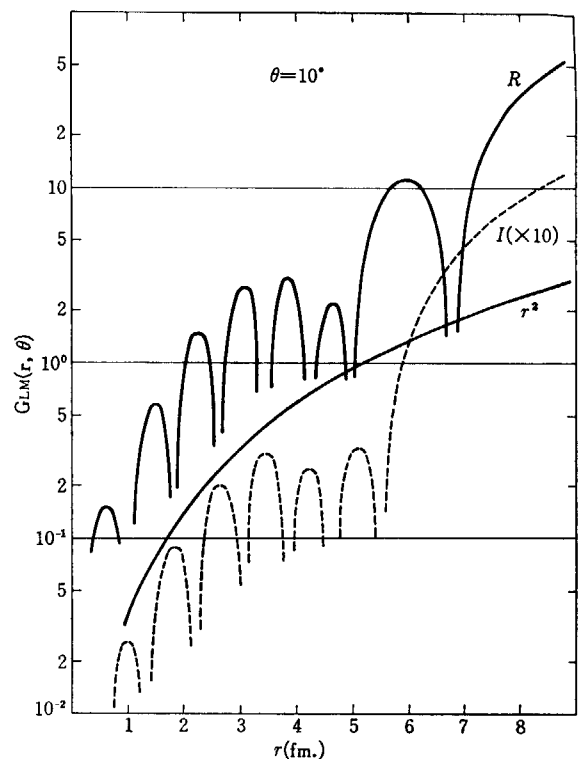


Fig. 5 Superposed distorted wave

4. Superposed distorted wave ($G_{LM}(r, \theta)$)

$^{40}\text{Ca}(t, p)^{42}\text{Ca}(5.85 \text{ MeV}, 0^+)$, $E_t = 10.1 \text{ MeV}$ (Fig. 2) の場合、角度分布は、前方、 60° 、 100° 、 180° で山となり、 30° 、 80° 、 135° で谷をつくっている。これらの角度に対する $G_{LM}(r, \theta)$ は Fig. 5~10 に示されている。(Fig. 10 は $\theta = 135^\circ$ ではなく 130° を示してある。) これらの

図の縦軸は対数目盛にとられているため G_{LM} の絶対値のみを示してある。実線は実数部、点線は虚数部を示す。なお、虚数部は $1/10$ の値が示されている。Fig. 5 には (6) 式にみられる表面積の積分のために出てきた r^2 の傾向が示されている (ゆるやかな実線)。これらの図と Fig. 1 を比較すると、函数 $G_{LM}(r, \theta)$ のいくつかの特徴をみる事ができる。

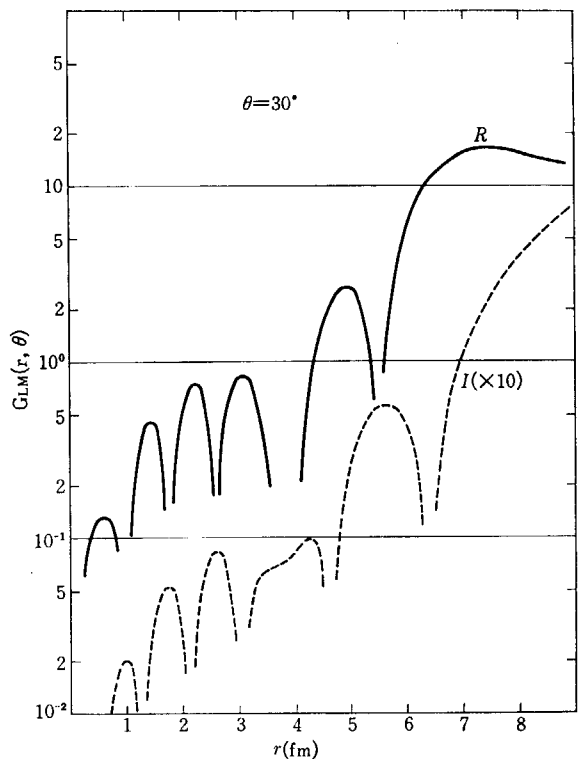


Fig. 6 Superposed distorted wave

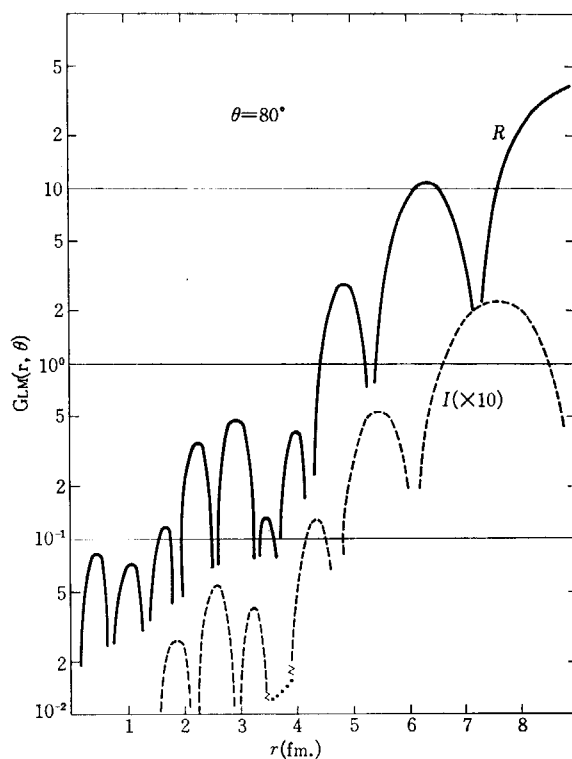


Fig. 8 Superposed distorted wave

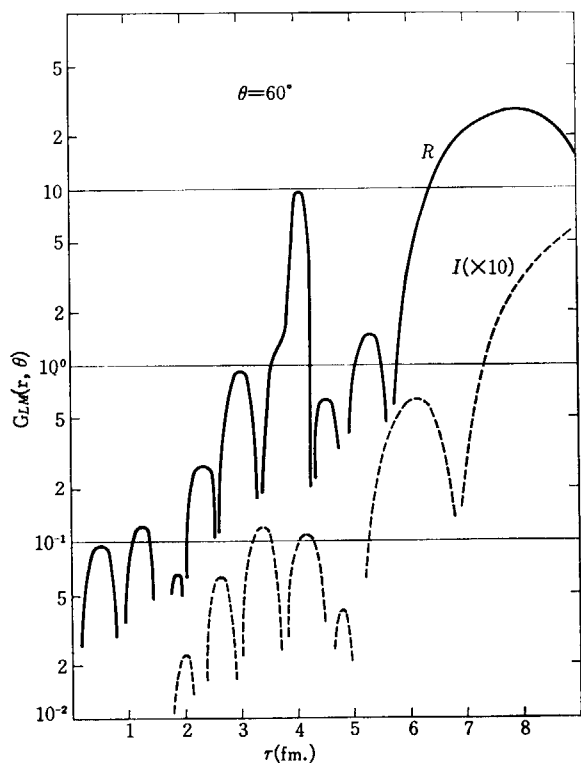


Fig. 7 Superposed distorted wave

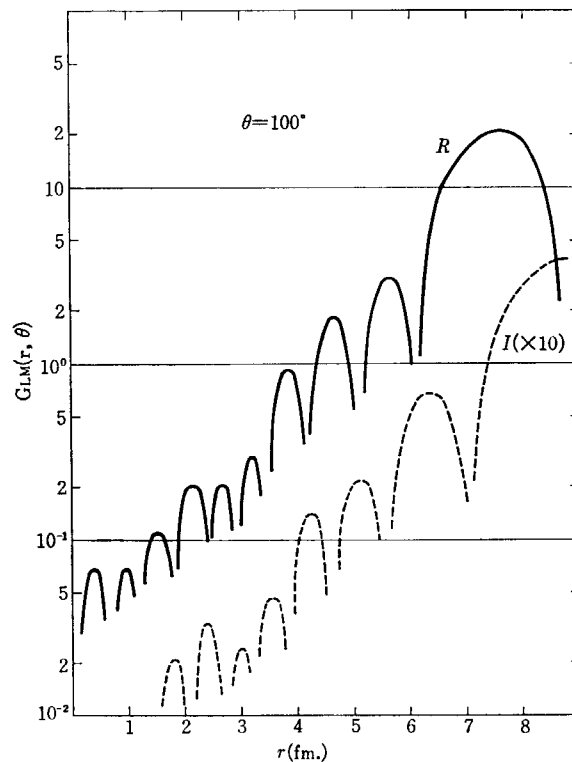


Fig. 9 Superposed distorted wave

まず $G_{LM}(r, \theta)$ はどの θ に対しても核の外側へ向うにつれて r^2 に比例して大きくなっている。

$G_{LM}(r, \theta)$ の r に関する振動数は form factor の振動数に比して非常に大きくなっている。

$G_{LM}(r, \theta)$ は θ が大きくなるにつれて振動数も増していく。

反応振幅の動径積分には $4 \leq r \leq 6.5 \text{ fm}$ が最も顕著に

寄与している。

5. 議 論

さて、上にみた重ね合わされた distorted wave の全般

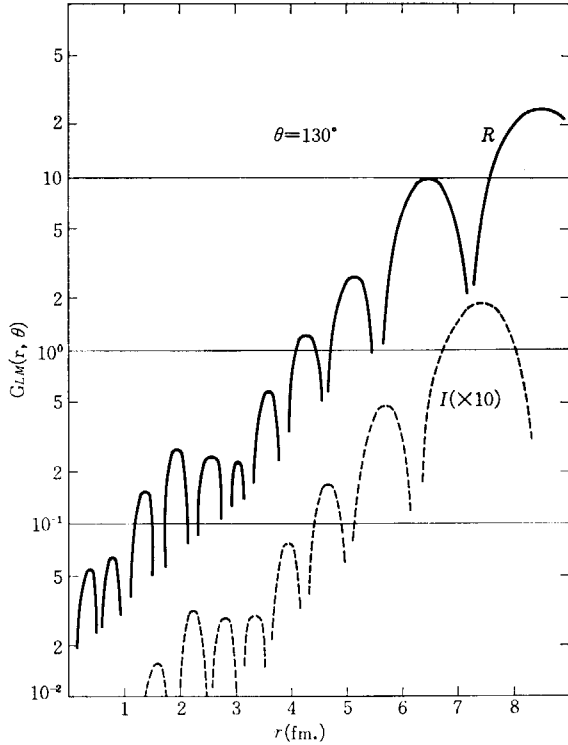


Fig. 10 Superposed distorted wave

的な様子のほかに form factor の分布, および角度分布の様子を総合的に関連させることのできる図を示そう. それは次の Fig. 11~13 である. この図の内容を Fig. 11 ($^{40}\text{Ca}(t, p)^{42}\text{Ca}$ (5.85 MeV, 0^+ , $E_t=10.1$ MeV)) の場合について説明しておこう, この図の円形は中央横線によって上下半分ずつに分割され, それぞれが 0° から 180° まで図に示されたごとく 180 等分されている. 中央横線に示された数字は, この円の半径が 10 fm であることを示している. 次に, 図中の曲線は函数 $G_{LM}(r, \theta)$ の極値を示している. すなわち上に目盛った角度を散乱

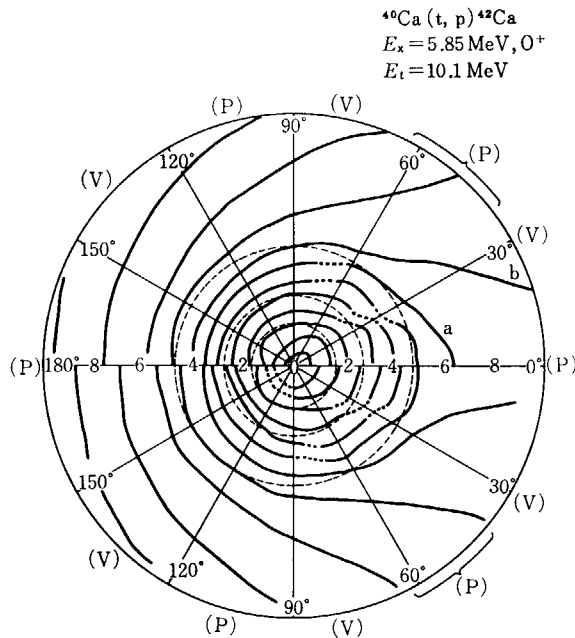


Fig. 11 Distributions of wave-planes

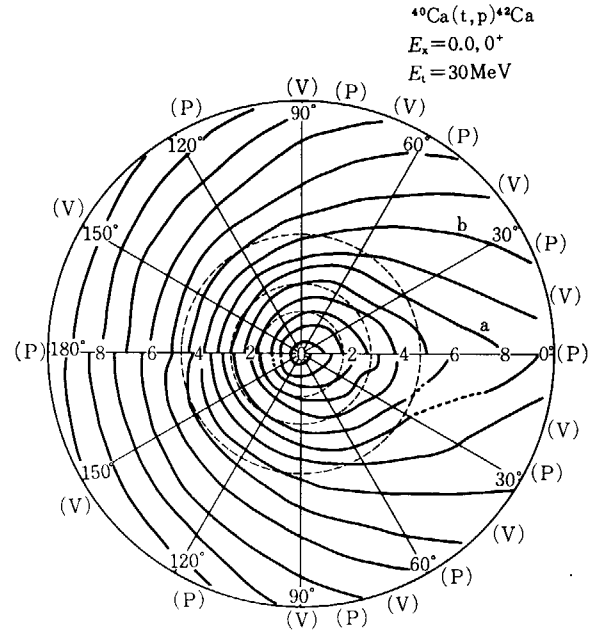


Fig. 12 Distributions of wave-planes

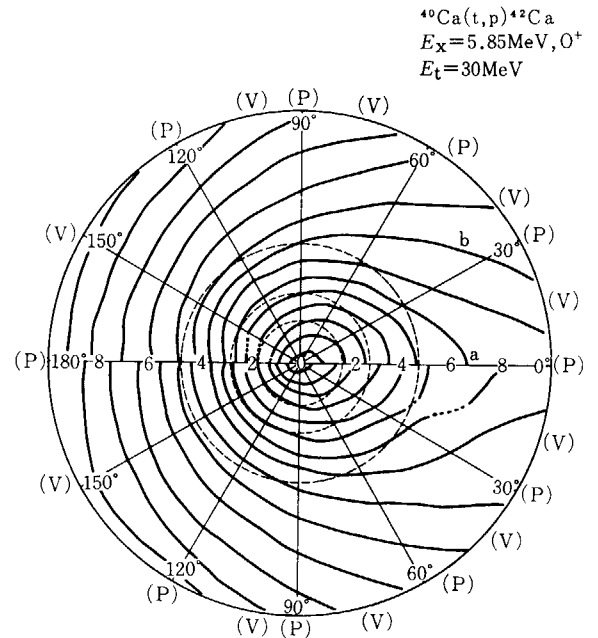


Fig. 13 Distribution of wave planes

角 θ に対応させ, θ を 1 つきめたら $G_{LM}(r)$ の函数を $r=0\sim 10$ fm まで調べていく. このとき $G_{LM}(r)$ が極大値 (正) または極小値 (負) となる点を順次原点から角度 θ を結ぶ半径上に目盛っていく. 上半円は $G_{LM}(r, \theta)$ の実数部を, 下半円には虚数部を目盛ってある. 各角度についてこの極大, 極小点を求めたら, 各角度で隣接する極大値の点 (極小値の点) をスムーズに結んで, 図のような曲線を得た. 曲線の途中が点線で示してあるのはそれより内側の極値と同符号であるためである. 図中点線の円は Fig. 1 の form factor の極大値, 極小値の点を示す (もちろん原点でも極値をとる). また外側にはその角度で角度分布が山となるとときには (P) を, 谷となるとときには (V) を書き込んである. 以上で図の内容は理解

できたと思う。

この Fig. 11, 12, 13 に示した曲線は与えられた入射 energy と反応の Q-値で定まる $L=0$ の遷移に関する“重ね合わされた distorted wave (定常波) の波面”とみることができる。これらの波の波長は中に一本の曲線をおいて次に隣り合った曲線までの間の距離となる。

さてこれらの“定常波”の性質をまとめてみると、

- (1) 波面はうず巻状に原子核をとりまいており後方の角度になるほど波数は大きくなる。
- (2) $r=0\sim 5.5\text{ fm}$ までに存在する波数の角度による変化を調べると $\theta=0^\circ\sim 180^\circ$ の変化に対して $E_t=10.1\text{ MeV}$ (Fig. 11) の場合は波数が 3 個増加し、 $E_t=30\text{ MeV}$ (Fig. 12, 13) の場合は 4 個増加している。
- (3) 上の増加と角度分布の関係は 1:1 に対応して波面が form factor の外側の極値を横切ろうとするところで角度分布の山が 1 つふえている。
- (4) これらの図では示されていないが、波面の振幅は $\theta=0^\circ\sim 180^\circ$ の変化につれて漸次小さくなっていく。たとえば Fig. 11~13 の中で a, b と記された波面の振幅の変化は次の TABLE 2 のごとくで、これらは典型的な変化の様子といってよい。(虚数部についても同様な傾向)

TABLE 2 Amplitudes of the typical superposed distorted-wave-planes.

	10°	30°	60°	90°	120°	150°	170°
Fig. 11	a	1	0.3	0.06	0.08	0.06	0.05
	b	-	-1.6	-0.1	-0.3	-0.1	-0.1
Fig. 12	a	-8	-0.7	-0.4	-0.2	-0.2	-0.2
	b	-	-11	-2	-0.8	-0.4	-0.4
Fig. 13	a	-6.5	-0.4	-0.3	-0.2	-0.2	-0.2
	b	-	-8.9	-1.7	-0.7	-0.5	-0.5

- (5) 後方の角度になっても核の内部での振幅は表面での振幅に比してやはり小さく (Fig. 10) 後方へは核の内側の影響が現われるということは、この場合はみられなかった。

さて、ここに示された波面と同じ性質を持つ函数をほかに求めてみるとそれは平面波 Born 近似にみられた球面 Bessel 函数であることがわかる。すなわち函数

$$r^2 j_0(qr) = r^2 \cdot \sin(qr)/(qr) \tag{7}$$

は、 $|\vec{q}| = |\vec{k}_i - \vec{k}_p|$ の角度 θ への依存性を考慮すると、定性的には Fig. 11~13 にみられる曲線の様子を示すことができる。そこで、この函数を用いて CUTOFF BORN の方法で微分断面積を求めてみると、 qR としては次の条件を満たすことが要求される。

$$\left\{ \begin{array}{l} E_t=10.1\text{ MeV の場合;} \\ \{q_1(180^\circ) - q_1(0^\circ)\} R_1 = 4\pi \end{array} \right. \tag{8}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} E_t=30\text{ MeV の場合;} \\ \{q_2(180^\circ) - q_2(0^\circ)\} R_2 = 6\pi \end{array} \right. \tag{9}$$

今ここで取り上げている反応においては

$$q_1(180^\circ) = 1.96\text{ fm}^{-1}, \quad q_1(0^\circ) = 0.285\text{ fm}^{-1}$$

$$q_2(180^\circ) = 3.29\text{ fm}^{-1}, \quad q_2(0^\circ) = 0.581\text{ fm}^{-1}$$

であるゆえ

$$\left\{ \begin{array}{l} R_1 = 7.5\text{ fm} \\ R_2 = 7.0\text{ fm} \end{array} \right. \tag{10}$$

$$\tag{11}$$

と求められる。

これらの R にもし意味を持たせようとするれば、反応に寄与する領域が核の中心から $R\text{ fm}$ の点であるということであるが、4章および Fig. 11~13 にみたごとく実際には $4 \leq r \leq 6.5\text{ fm}$ の領域が反応に寄与していた。このように R が大きくなった理由は、superposed distorted wave は potential の影響をうけていて、波数は力学的 energy からきめられるものより大きくなっていることを考慮する必要がある。すなわち q を求める際には k_i, k_p に potential の効果を加味して、力学的 energy からきまる値より大きくとり effective な q にやきなおす必要があったといえよう。

Fig. 11~13 のいずれに対しても後方ほど波数がふえていることは、上に見た平面波 Born 近似における変換される momentum の変化を考えると理解される。一方後方ほど小さい部分波が支配的であることは言えそうである。すなわち遠心力の項が小さくなって potential の引力部分が増し、したがって波数がふえてくると考えられるからである。

6. 結 び

ここで調べた (t, p) 反応の場合の superposed distorted wave は比較的単調な性質を持っていた。ほかの反応 (p, p'), (d, p) 等において、また $L \neq 0$ の場合についてこの $G_{LM}(r, \theta)$ の分布を調べてみることは、角度分布と反応の dynamical な量との間の関係を容易に明らかにしてくれるという意味で有意義なことであると考えられる。この $G_{LM}(r, \theta)$ が特定の角度で空間領域の興味ある特定の部分を強調するということがあれば、なおさら $G_{LM}(r, \theta)$ を調べることは意味を持つであろう。この報告では二核子組替え反応を DWBA の方法で取り扱う際の dynamical な物理量と static な物理量をコンパクトに整理して、DWBA の方法の理解を深める一つの方法を提案した。このような特徴をとらえた簡素化は DWBA の方法における問題点を明らかにしていく上で有効な手段ともなりうるであろう。

最後に、この研究は京大の宇田川猛氏と共同で行なわれたものであることを記し、宇田川氏と終始有益な議論がおこなわれたことに感謝します。次に原研の研究会に出席させて下さいましたことを世話人御一同に感謝すると同時に、報告において多くの討論をして下さった参加者の方々に心からの感謝の意を表します。

References

- 1) ROOK J. R. and MITRA D.: *Nucl. Phys.* **51** (1964) 96
GLENENNING N. K.: *Phys. Rev.* **137** (1965) B102
LIN C. L.: *Prog. Theor. Phys.* **36** (1966) 251
- 2) SATCHLER G. R.: *Nucl. Phys.* **55** (1964) 1
- KAWAI M., KUBO K. and YAMAURA H.: 「DWBA 2 説明書」 (INS-PT 9, Manual-2)
- 3) KUBO K.: 原子核研究 **13** (1968) 490
- 4) BAYMAN B. F. and NORTON M. HINTZ: *Phys. Rev.* **172** (1968) 1113
- 5) BJERREGAARD J. H., HANSEN OLE, NATHAN O., CHAPMAN R., HINDS S. and MIDDLETON R.: *Nucl. Phys.* **A103** (1967) 33

3. (^3He , p) 反応について

理研 松 田 一 久

3. (^3He , p) Reactions

KAZUHISA MATSUDA

The Instituts of Physical and Chemical Research

Experimental results of the reactions; $^{12}\text{C}(^3\text{He}, p)^{14}\text{N}$ and $^{27}\text{Al}(^3\text{He}, p)^{29}\text{Si}$, are presented. For the former case, the difference between (^3He , p) and (α , d) is emphasized, while for the latter the strongly excited groups at the high excitation energy (10MeV~20MeV) of ^{29}Si are discussed. The isotopic spin dependence on the two-nucleon transfer reaction is mentioned according to the stripping and pick-up theory.

1. まえがき

二核子転移反応の反応機構を明らかにし、それによって核構造に関する新しい知識を導入することは、現在における一つのテーマと考えられる。集団状態の研究のためには同種二核子転移の反応が好ましいが、deuteron-transfer の反応によっては、また別種の知識が期待できる。われわれの加速器は同種粒子転移にはあまり向かないので (^3He , n) 反応を除いて、まず (^3He , p) 反応を取り上げた。実験は理研サイクロトロンの中西、竹田、和田、栗屋、松田がおこなった。

2. $^{12}\text{C}(^3\text{He}, p)^{14}\text{N}$

すでに結果を報告した¹⁾。また分解能はわれわれよりよいが、多少角分布の精度の低い実験が、MONGERSON, HARVEY および GLENDENING²⁾ によっておこなわれた。彼らはさらに GLENDENING 流の DWBA の解析までお

こなって、 ^{14}N shell model 的記述とかなりよい一致を示すことを証明した。GLENDENING によれば³⁾、二核子転移反応の微分断面積は、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{L,SJT} C_{st}^2 \sum_M \left| \sum_N G_{NLSJT} B_{NL}^M \right|^2 \quad (1)$$

の形に書かれる。ここに歪波ポテンシャルに ($L \cdot S$) 項がないとし、また捕獲陽子中性子系の相互角運動量は零とした。N の和が coherent に入っていることが特徴である。解析は彼らの論文にゆずり、ここでは (h, p) と (α , d) 反応の相違について指摘したい。TABLE 1 に同じ (J^π, T) である ($1^+, 0$) の三つの状態および、これと近接した ($0^+, 1$) の一つの状態に対する積分断面積の値¹⁾と GLENDENING ら²⁾ による shell model に基づく計算値とを示した。また我々が測定した角分布の例を Fig. 1 に示した。

この表からわかるように、ground と 3.945 MeV へ行く断面積の大きさは (h, p) と (α , d) でまったく逆転していて、(h, p) の断面積の比はある程度二核子ストリッピングの shell model の計算に合うが、(α , d) の値は多分 DWBA の効果を考慮しても、このような計算と一致しない。(DWBA の計算については現在山路修平氏らがコードを製作中である) 河合光路氏からも別の mechanism を考えてはという指摘があり、現在のとこ

TABLE 1 (h, p) と (α , d) の断面積の比較

状態のエネルギー	$J^\pi T$	$\sigma(\text{h, p})^{1)$	$\sigma(\text{h, p})^{2)$	$\sigma(\alpha, d)$	Cohen-Kurath	True
0.0	$1^+ 0$	1.37	1.73	0.98	1.0	1.0
3.945	$1^+ 0$	1.51	2.45	0.31	2.06	—
6.21	$1^+ 0$	2.24	4.98	(0.60)	—	3.47
2.31	$0^+ 1$	1.04	1.27	—	2.86	0.98

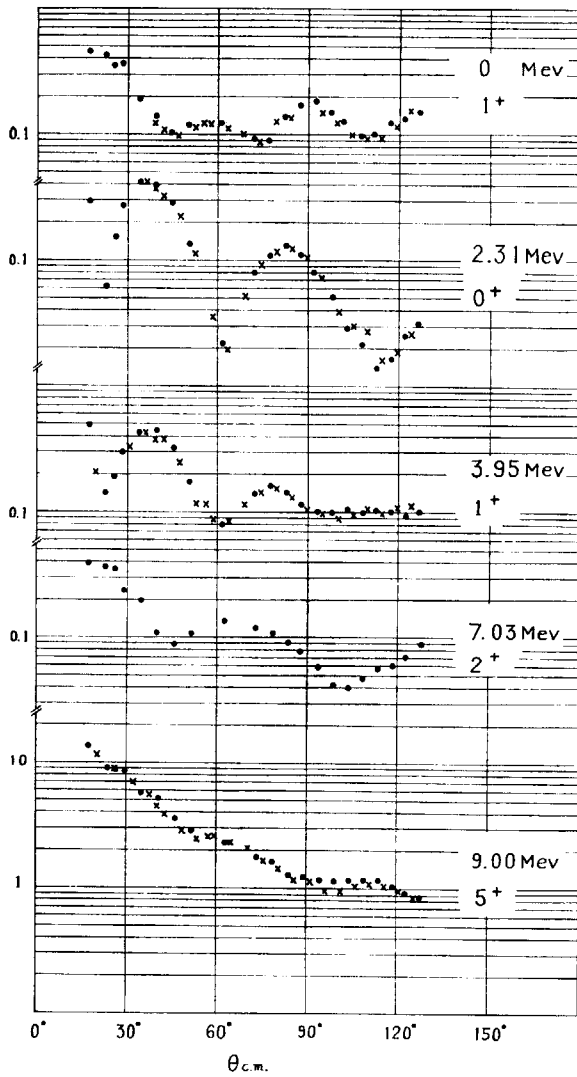


Fig. 1 The angular distribution of the $^{12}\text{C}(^3\text{He}, \text{p})^{14}\text{N}$ reaction.

ろ、多少大胆ではあるが、(h, p), (α , d)の違いは特に(α , d)反応において特定の準位(たとえば ^{14}N のground)に対して、knock-outの寄与が大きいためであろうと考えている。(h, p)と(α , d)反応の比較はよく言われているように前者が $\Delta T=1$ をも励起することのほかに、knock-outの効果およびそれに関連する状態の波動関数についての知識を得る上で有効であろうと思っている。

3. 二核子転移反応におけるスピン・アイソスピン効果

式(1)において*

$$C_{\text{ST}}^2 = b_{\text{ST}}^2 | \langle t_f m_f T M_T | t_i m_i \rangle |^2 \quad (2)$$

$$\left. \begin{aligned} b_{\text{ST}}^2 &= D(0)^2 \delta_{S_0} \delta_{T_1} && (\text{p, t}) \\ &= \frac{1}{2} [D(0)^2 \delta_{S_0} \delta_{T_1} + D(1)^2 \delta_{S_1} \delta_{T_0}] && (\text{p, h}) \\ &= D(1)^2 \delta_{S_1} \delta_{T_0} && (\alpha, \text{d}) \end{aligned} \right\} (3)$$

* この式の導入は他の文献にも示されているが、ここでは山路修平氏に確かめていただいた。

と書かれる。ここに $D(0)$ および $D(1)$ はそれぞれ($S=0, T=1$)および($S=1, T=0$)転位に対応するスピン関数の重なりである。

HARDY, TOWNER⁴⁾はたとえば ^{14}N の3.945 MeV ($0^+, 1$)への(h, p)断面積を用いて

$$R = \left| \frac{D(1)}{D(0)} \right|^2$$

を求めようとし、またFLEMING D.G., CERNY J. および GLENDENING K.⁵⁾はodd核の(p, ^3He), (p, t)の断面積の比からこの値を求めた。いずれの場合にもかなり大きなスピン交換力の寄与が必要となる。一方たとえば奇核の $T = \frac{1}{2} \rightarrow T = \frac{1}{2}$ の転移に対する(h, p), (α , d)の断面積の比較によっても上述の効果が見出だされるはずであるが、

$$R = \frac{\sigma(\alpha, \text{d})}{\sigma(\text{h, p})} = \frac{D(1)^2}{\frac{1}{2} \left[\frac{1}{3} D(0)^2 + D(1)^2 \right]}$$

となり、この比はスピン交換力の大小によって、 $\frac{2}{3} \sim \frac{1}{2}$ の間に止まるため、判別の感度が悪いので、この点は望み薄である。

一方(t, p)反応で強く励起される状態のアナログ状態を(^3He , p)反応で励起させる場合を考えてみよう。DWBA効果を別として、上述の C_{ST}^2 の大きさだけで見ると、ターゲット核アイソスピン T に対し、

$$\frac{\sigma(\text{t, p})}{\sigma(\text{h, p})_{\text{analog}}} = 2(T+1)$$

となり、一般に $T \neq 0$ の核に対して(^3He , p)の断面積のreductionはかなり大きくなる。(α, d)反応スペクトラムとの差から $\Delta T=1$ の準位をidentifyし、一方前方角でのyieldの上昇から $L=0$ の準位を見出すとしても、実験は一般にあまり容易ではなくなるだろう。たとえば $^{54}\text{Fe}(^3\text{He}, \text{p})^{56}\text{Co}$ の実験⁶⁾がその例である。

4. $^{27}\text{Al}(^3\text{He}, \text{p})^{29}\text{Si}$

偶々核の重陽転移の実験は、奇々核を残留核としてもつため、少しターゲット核が重くなると、残留状態の分離が困難となる。奇偶核の場合この点は容易になるが、一方基底状態のスピンが有限であるので、一般に許される L の値が多く混じるため、角分布から得られる知識は一般に乏しくなる怖れがある。(Fig. 3 (a), (b)参照)このことを覚悟の上で $^{27}\text{Al}(^3\text{He}, \text{p})^{29}\text{Si}$ 反応の微分断面積の実験を22 MeVでおこなった。スペクトラムの一例をFig. 2に示した。これから直ちにわかることは、低エネルギー準位へのyieldが非常に少ないことである。その角分布をFig. 3 (a), (b)に示した。これは ^{27}Al から ^{29}Si への二粒子付加による重なりが非常に悪いこと、言いかえれば両核の基底状態の間に、よく言われているよ

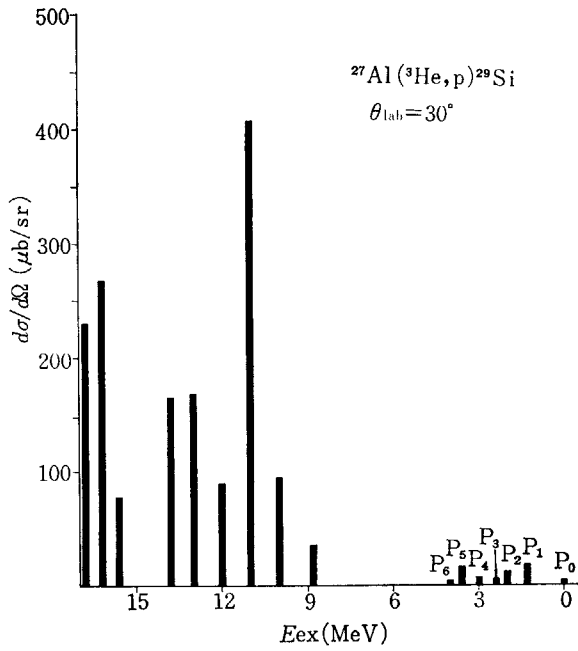


Fig. 2 The energy spectrum of the $^{27}\text{Al}(^3\text{He}, \text{p})^{29}\text{Si}$ reaction.

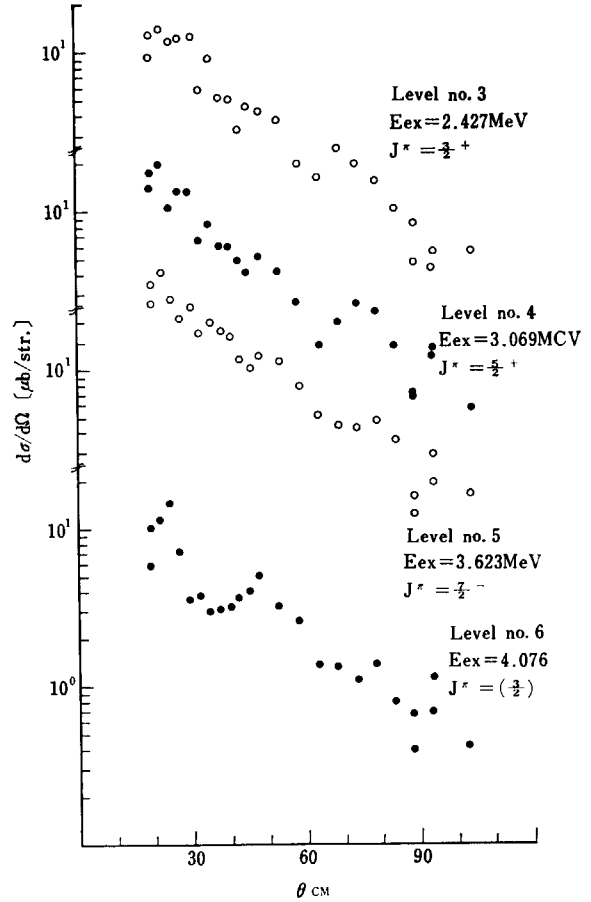


Fig. 3 (b) The angular distribution of protons from the $^{27}\text{Al}(^3\text{He}, \text{p})^{29}\text{Si}$ reaction leading to the low lying states of ^{29}Si .

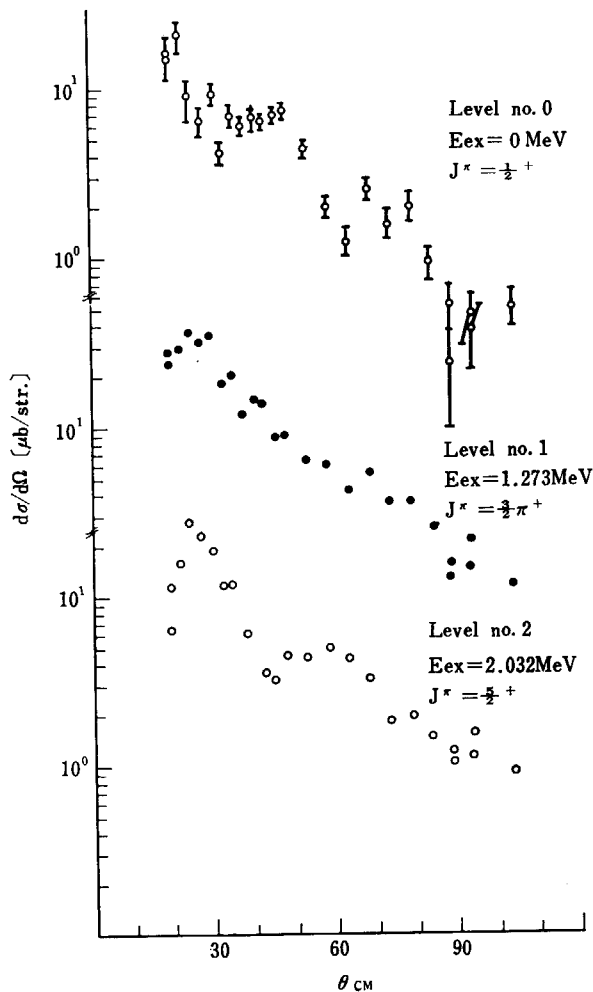


Fig. 3 (a) The angular distribution of protons from the $^{27}\text{Al}(^3\text{He}, \text{p})^{29}\text{Si}$ reaction leading to the low lying states of ^{29}Si .

うな大きな変型の差⁷⁾があるためと推論することができる。これに対して、10 MeV~20 MeV 付近の励起エネルギーにおいてはスペクトラムに、ほぼ実験分解能の幅に近い多くのピークが見出だされる。これらの位置および yield は Fig. 4(a)および(b)に示した。低位準位の断面積に比して、これらのピークの断面積は 10 乃至 100 倍大きい。これは多分 $^{27}\text{Al}+\text{d}$ と重なりやすい状態が ^{29}Si のこのような高い励起エネルギーに選択的に分布していることを示している。 ^{27}Al の基底状態が(球形核)-(1核子)に近い状態ならば、 ^{29}Si のこれらの状態はいわゆる two particle-one hole state といえるであろう。現在同時に測定された $^{27}\text{Al}(^3\text{He}, \text{d})^{29}\text{Si}$ の解析をおこなっており、この結果が $^{27}\text{Al}\rightarrow^{29}\text{Si}$ のつながりの手がかりを与えるものと思う。また $^{27}\text{Al}(\alpha, \text{d})^{29}\text{Si}$ の測定を予定している。

5. むすび

われわれがこれからの問題として考えていることを述べてむすびとしたい。まず磁気分析器を整備して、これによって奇々核の準位の分離を可能ならしめ、一方 $L=$

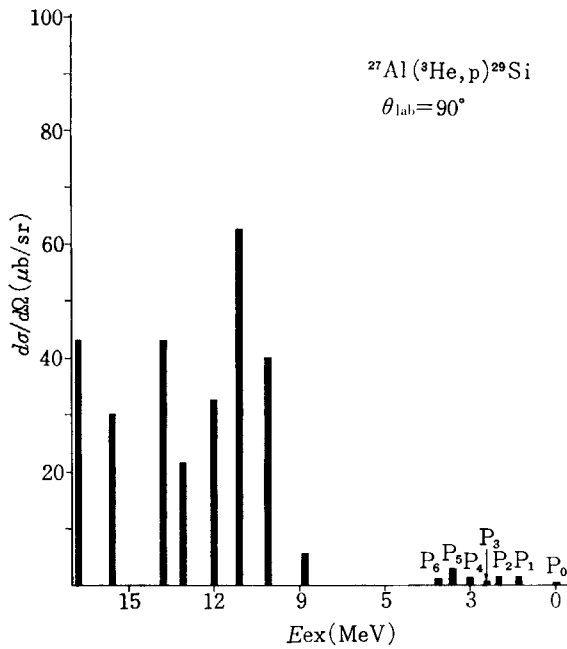


Fig. 4 (a) The differential cross section of protons at the laboratory angle of 90° from the $^{27}\text{Al}(^3\text{He}, p)^{29}\text{Si}$ reaction. The unresolved states in an excitation energy range of 5 to 8 MeV were neglected and the background due to the break-up reactions was subtracted.

0 の転位を確認できるような前方角を含んだ測定をする。ターゲットとしては $N=28$ のアイソトーンを考えている。一方 p shell 核での $(^3\text{He}, p)$, (α, d) の比較にも興味をもっている。

References

- 1) MATSUDA K., NAKANISHI N., TAKEDA S. and WADA T.: *J. Phys. Soc. Japan* **25** 1207 (1968)
 - 2) MONGERSON N., HARVEY B. and GLENDENING N.: *Nucl. Phys. A* **117** 161 (1968)
 - 3)
 - 4) HARDY J. C. and TOWNER I. S.: *Phys. Lett.* **25 B** 98 (1967)
 - 5) FLEMING D., CERNY J. and GLENDENING N.: *Phys. Rev.* **165** 1153 (1968)
 - 6) BELOTE T. A., DORENBUSCH W. E. and RAPAPORT J.: *Nucl. Phys.* **109** 666 (1968)
 - 7) MACFARLANE A. and FRENCH J.: *Rev. Mod. Phys.* **32** 567 (1960)
- CHI B. E. and DAVIDSON J. P.: *Phys. Rev.* **131** 366 (1963)

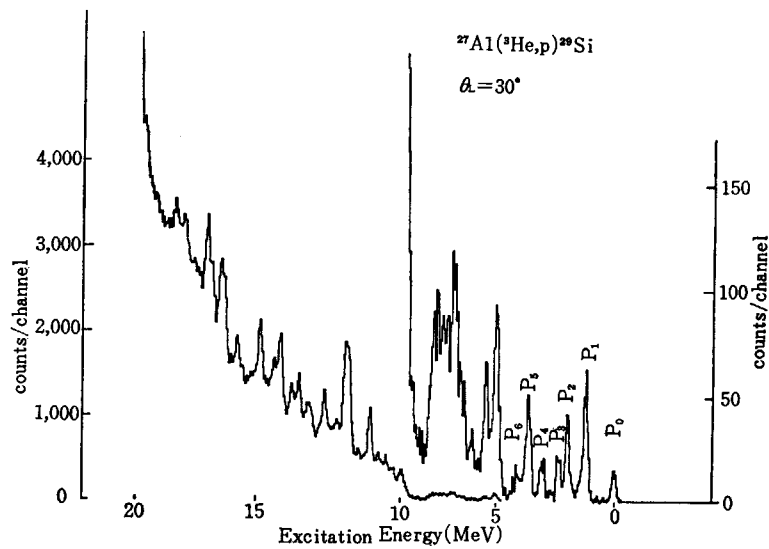


Fig. 4 (b) A emitted spectrum of $^{27}\text{Al}(^3\text{He}, p)^{29}\text{Si}$ reaction shows very small yields to the slow lying states and large yields to higher excited states.

4. 軽い核の (${}^3\text{He}, p$) 反応とアイソスピン・ペアリング集団励起

東大理 高橋 令幸・岩崎 与世夫

4. The (${}^3\text{He}, p$) Reactions on Light Nuclei and the Isospin Pairing Collective Excitations

NORIYUKI TAKAHASHI and YOSEO IWASAKI

University of Tokyo

The neutron-proton correlations in light nuclei ($A \leq 40$) are discussed from a viewpoint based on the recent theoretical works by GOSWAMI and KISSLINGER as well as by DANOS and GILLET. A possible new mode of collective excitation (called here isospin pairing mode) which might be observed in the neutron-proton pair transfer reactions is suggested. This collective mode is due to the isoscalar part of the residual interactions in contrast to the pairing collective excitations which is brought about by the isovector part of the residual interactions (i. e. the pairing interactions between like nucleons). Relevant experimental results of (${}^3\text{He}, p$) and (α, d) reactions are discussed in the light of the suggested viewpoint.

1. 問題の所在

BOHR, MOTTELSON and PINES が核力の short-range の性質を超伝導理論の方法によって研究することを提案して以来, nuclear spectra に対する like nucleons の間の pairing correlations の効果についての理解が前進した. 近年 BOHR A. が粒子数を保存しない pairing fields に基づく collective modes の存在を指摘してから¹⁾, two nucleon transfer reactions, とりわけ (t, p) 反応の実験の蓄積²⁾と理論解析の進歩³⁾を基礎として, 核構造の新しい側面からの見方が, 主として Copenhagen グループによって展開されてきた. しかしながら, これらの pairing correlations とそれに基づいて励起される collective modes についての理解のための仕事は, 主に中重核以上の neutron excess をもつ核における like nucleons の間での問題に限られてきた.

一方, 核力の荷電独立性からすれば, unlike nucleons の間での correlations, つまり n-p correlations も重要な効果をもつはずである. よく知られているように, 核の強い変形は, 中性子及び陽子がともに閉殻からじゅうぶん離れている核において生じている. ただし, neutron

excess が存在する重い核と, ほぼ $N=Z$ の軽い核の場合とでは, この強い変形に対する安定性に関する事情が異なっているらしい. 重い核の場合の like nucleons の間の pairing forces は, long-range forces が変形を生み出そうとするのに対抗して, 核を球形に保とうとする性質を持っている. このように, 変形に対する安定性は, pairing forces と long-range forces との競合に依存しているが, これらの力としては, $T=1$ operators のみが考慮されてきた⁴⁾. このようにして, 重い核での閉殻近傍における広範な球形核の領域の存在が理解されるが, 軽い核の場合には, このような現象はみとめられず, むしろ変形への強い傾向が知られている. このことは, 重い核におけるような neutron excess が存在しなくなることによって, 残留相互作用の isoscalar 成分が isovector 成分に対して無視できなくなり, 特に, $A \leq 30$ の核においては, むしろ isoscalar 成分の方が大きくなると考える根拠を与える. したがって, これらの核に対しては, pairing forces ($T=1, J=0$) が, $T=0, J \neq 0$ forces ほど重要でなくなり, 当然, 重い核とは異なった取扱いが必要となるだろう.

n-p correlations の重要性については, 多くの人々によって指摘されてきた⁵⁾. そして, 残留相互作用としての n-p interactions を含むように B. C. S. 理論を一般化する方法がいろいろと追求されてきた^{6), 7)}.

ところで、核の変形を、残留相互作用としての $n-p$ interactions, とくに isoscalar part との関係において理解することの重要性が, DANOS and GILLET および GOSWAMI and KISSLINGER によって指摘された^{7),8)}. GOSWAMI and KISSLINGER は, $T=0$ の状態にある $n-p$ pairs からなる新しいタイプの particle correlations を導入し, B. C. S. 理論の方法によって軽い核を解析し, その結果, これらの核において, $n-p$ interactions 中の $T=0$ part におけるじゅうぶんな coherence が存在すること, したがって, この近似はじゅうぶん現実的なものであり, 軽い核における変形の安定性は, 残留相互作用における $T=0$ 成分と $T=1$ 成分との競合の結果として理解できることを指摘した. そして, この新しいタイプの中子と陽子との間の $T=0$ correlations を "isospin pairing correlation" と名付けた. Isospin pairing correlations の B. C. S. 理論による取扱いの formalism は, pairing correlations ($J=0, T=1$) の場合とまったく同様であるが, 物理的内容はもちろん異なっている. すなわち, isospin pairing に対応する quasiparticle は proton と neutron-hole, あるいは neutron と proton-hole の線型結合によって形成される. このようにして, B. C. S. 状態の波動関数は, いろいろな数の $n-p$ pairs ($T=0, J \neq 0$) をもつ項の和からなっている. それゆえ, $n-p$ pairs の数が保存されていないばかりでなく, 角運動量も保存されていない.

ところで, このような isospin pairing correlations が存在すれば, (粒子数を保存しない $J=0$ pairing fields による pairing collective modes の存在と照合して) 核構造の研究に対して, どんな新しい見方をつけ加えることができるか, きわめて興味深い問題である.

すでによく知られているように, 角運動量を保存しない multipole fields からは multipole collective modes が生じ, 粒子数を保存しない pairing fields からは pairing collective modes が生ずることを考えれば, isospin pairing fields が導く modes として, 何らかの collective modes の存在が期待されるだろう. このような density fluctuations と isospin pair number fluctuations に基づ

く collective modes の存在を仮定して, "isospin pairing collective mode" と呼ぶことにする.

以上の問題提起に対して, 理論的側面からの考察は理論の人々にまつとして, 実験的には, 軽い $N=Z$ 核に対する ($^3\text{He}, p$) または (α, d) などの $n-p$ pair transfer reactions の cross sections の絶対値を系統的に測定することが重要である. $A \leq 30, N=Z$ のターゲット核として, たとえば ^{24}Mg を考え, この基底状態 ($T=0, J=0^+$) に, two nucleon transfer reactions によって, $n-p$ pairs が付加されるとしよう. このとき, $n-p$ pair によって, ^{26}Al の終状態に一定の角運動量が持ち込まれる. ところが, single particle transfer と異なり, 持ち込まれた一定の角運動量に対して, $n-p$ pair の多くの異なったタイプの配位が終状態を生み出すのに coherent に寄与することができる⁹⁾. このようにして, もしも始状態および終状態のうちの少なくともどちらか一方が collective state ならば, $n-p$ pair transfer reactions はそういう状態への強い遷移を生ずることができる. それゆえ, 異常に強く populate される ^{26}Al の $T=0, J \neq 0$ の状態が存在すれば, この遷移の enhancement は始状態 or/and 終状態における $n-p$ の強い isospin pairing correlations の存在を反映しているといえるであろう. そして, そのような $T=0, J \neq 0$ の ^{26}Al の状態は, isospin pairing field によって生ずる ^{24}Mg の collective excitations とみなすことができるだろう. Isospin pairing collective mode の quantum は, quantum number の組 (τ, λ) によって特徴づけられる. ただし, τ は付加される isospin pair の数, λ は運び込まれる全角運動量である. このようにして, ^{24}Mg の ground state correlations において, isospin pairing field による isospin pair の数と角運動量とを保存しない virtual excitations が考えられ, それは, ($^3\text{He}, p$) などの $n-p$ pair transfer reactions によって pair の数と角運動量が与えられるとき, real excitation として出現するだろう. このような isospin pairing mode の直感的な理解のために, すでになじみ深い multipole collective mode および pairing collective mode との対比を Fig. 1 に示す.

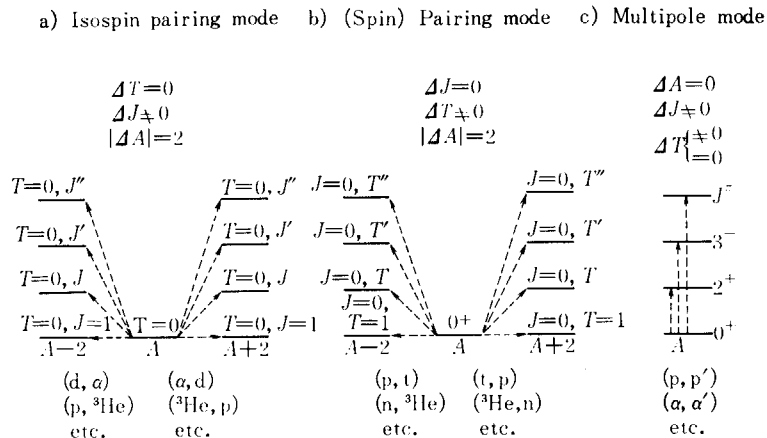


Fig. 1

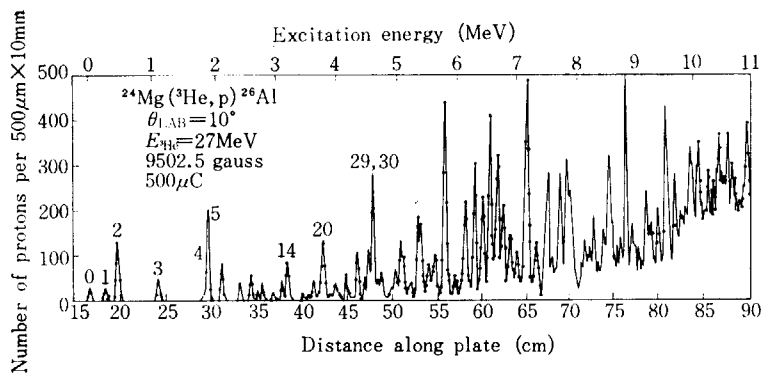


Fig. 2 Proton energy spectrum of the reaction $^{24}\text{Mg}(^3\text{He}, p)^{26}\text{Al}$ at $\theta_{\text{lab}}=10^\circ$. The proton groups are numbered in correspondence with the level numbering in TABLE 1.

以上の議論を現実的なものとして根拠づける基礎となる実験データは現在のところほとんどない。しかしながら (α , d) 反応を用いて、核の高スピン状態の研究が Berkeley の HARVEY B. G. のグループによって始められて以来、最近ではタンデム加速器による ^3He ビームの加速と two nucleon transfer reactions の理論的解析における進歩とによって、(^3He , p) および (α , d) 反応による軽い核の精密な核分光学的研究が盛んになりつつある。

HARVEY B. G. たちによる一連の軽い核に対する実験¹³⁾ は、(α , d) という選択性のよいタイプの反応で、しかも high spin states の遷移が, kinematical に enhance されるような実験条件を用いて、特に high spin states に関する理解を深めることが主眼であって、必ずしもわれわれの問題意識のために直接役立つわけではない。しかしながらごく最近における $^{12}\text{C}(^3\text{He}, p)^{14}\text{N}^{10)}$, $^{16}\text{O}(^3\text{He}, p)^{18}\text{F}$ and $^{16}\text{O}(\alpha, d)^{18}\text{F}^{11)}$, $^{40}\text{Ca}(^3\text{He}, p)^{42}\text{Sc}^{12)}$ などの実験では、微分断面積および全断面積の計算値との比較によって、ターゲット核の基底状態および残留核の基底状態と励起状態の波動関数、残留相互作用が調べられた。実験結果においては、たとえば ^{14}N では $E_x=6.21$ MeV, $J^\pi=1^+$ 状態, $E_x=6.44$ MeV, $J^\pi=3^+$ 状態, $E_x=8.96$ MeV, $J^\pi=5^+$ 状態などへの遷移の断面積はかなり大きな値を示しているが、殻模型を base にした計算結果でかなりよく合わせられている。 ^{18}F , ^{42}Sc についても同様である。(^{42}Sc の基底状態, $J^\pi=0^+$, $T=1$ については合わないことが指摘されているが、この region では、残留相互作用の isoscalar 成分と isovector 成分がともに大きな役割をもつためではないかと考えられる。) しかし、これらの核はいずれも spherical core+two nucleons という最も簡単な系であり、それぞれの核について個別的に適切な残留相互作用を仮定して、計算値を実験値に近づけていくことが可能であろう。しかしながら、これらのいずれの場合にも、neutron excess のない軽い核、特に $A \leq 40$ における変形領域の核を、全体にわたって統一的理解する展望は示されていない*。われわれは、

* 本シンポジウムにおける理研での MATSUDA K. のグループによる $^{27}\text{Al}(^3\text{He}, p)^{29}\text{Si}$ 反応の結果についての報告は興味深い。

核の個別的な性質を問題にするのではなく、軽い核の広い領域にわたって統一的理解するための一つの手がかりとして、isospin pairing correlation とそれに基づく isospin pairing collective mode という見方を指摘したいと思う。

2. $^{24}\text{Mg}(^3\text{He}, p)^{26}\text{Al}$ 反応の予備的な結果*

この実験は、I. N. S. サイクロトロンからの 27 MeV $^3\text{He}^{++}$ ビームを、厚さ 0.31 mg/cm² の濃縮 ^{24}Mg ターゲットに当てることによってなされた。ターゲットは、 0.8 mg/cm² の Au backing の上に ^{24}MgO (99.96%) の還元蒸着によって作られた。反応陽子は I. N. S. broad-range magnetic analyzer で分析され、原子核乾板に記録された。陽子以外の反応生成粒子は乾板の前面に置かれた 400 μm Al-foil によって阻止された。 ^{26}Al の約 12 MeV の励起状態に対応するエネルギーまでの陽子スペクトルがとられた。エネルギースペクトルにおけるピークの半値幅は約 60 keV であった。陽子は実験室系における 5° から 90° までの 14 角度において観測された。

実験室系の 10° における陽子スペクトルを Fig. 2 に示す。いくつかの強く populate された陽子グループが見られる。不純物からの陽子グループは観測されなかった。 ^{26}Al のこれらの陽子グループのいくつかについての予備的な角度分布を Fig. 3 に示す。これらは、直接反応機構から期待されるように、移行した n-p pair によって運ばれる角運動量に対して特徴的な形をしている。この情報と、次のような (^3He , p) 反応の選択則を表わす関係

$$\begin{aligned} \vec{J}_f &= \vec{J}_i + \vec{S} + \vec{L} \\ \vec{S} + \vec{T} &= 1 \\ \pi_f &= \pi_i(-)^L \end{aligned}$$

とによって、終状態のスピン、パリティおよびアイソスピンを決定することができる。ここに、記号 i と f はそ

* 本実験は、東大・理、高橋令幸、関口雅行、岩崎と世夫、桜井清子、曾我文宣および橋本淑夫のグループによってなされたものである。

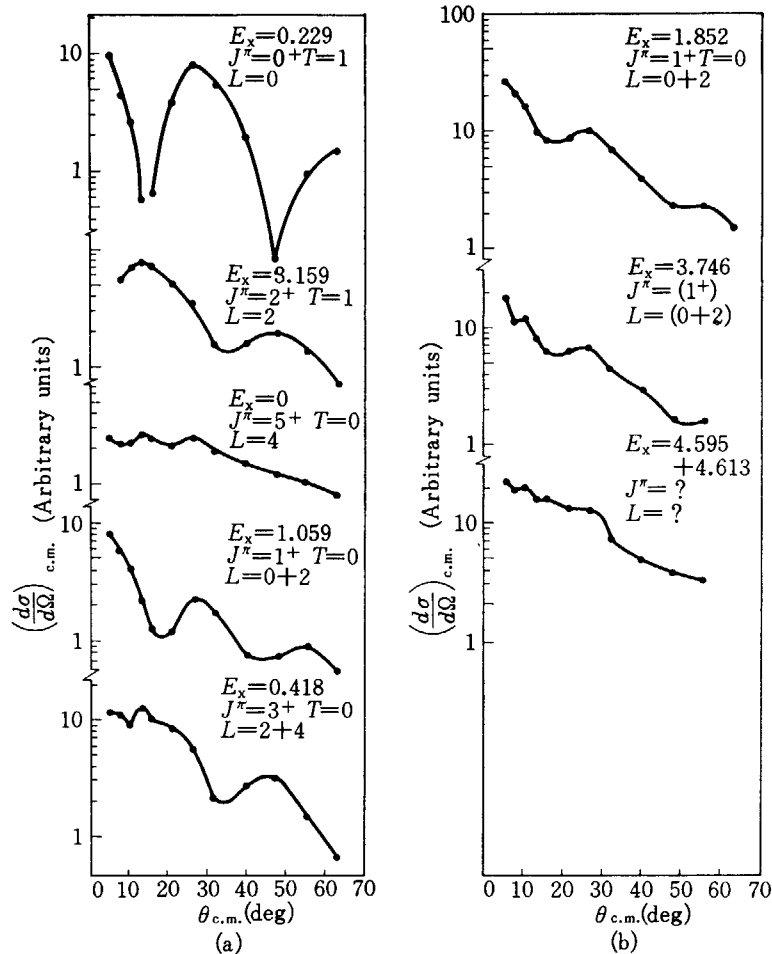


Fig. 3 Angular distributions of the proton groups observed in the reaction $^{24}\text{Mg}(^3\text{He}, p)^{26}\text{Al}$ at $E(^3\text{He})=27$ MeV. The solid lines serve as a guide to the eye.

それぞれ始状態および終状態を表わし、 \vec{L} , \vec{S} および \vec{T} は反応によって移行した n-p pair の軌道角運動量、スピンおよびアイソスピンを記述する。始状態は、 ^{24}Mg の基底状態であるから、

$$J_i=0, T_i=0, \pi_i=+1$$

であり、したがって終状態として

$$J_f=L-1, L, L+1$$

$$T_f=T$$

$$\pi_f=(-)^L$$

が許される。

このようにして、 (J^π, T) がすでにほかの実験によって決定されている ^{26}Al の終状態への遷移に対しては L の値が自ら定まるので、それらの角度分布に対して、定まった L の値を指定することができる。Fig. 3 (a) の L の値はこのようにして決められたもので、このことから、一定の L の値に対応するこの反応の角度分布の構造を知ることができる。 $L=0$ に関しては、角度分布は狭い前方ピークと鋭い山と谷の構造によって特徴づけられ、 $L=2$ においては、前方ピークの幅が広くなり、山と谷の鋭さもぼやけてくる。 $L=4$ になると、ほとんど山と谷との区別がつかなくなり、ダラダラとした全体としてあまり構造のないものになっている。 Fig. 3 (b) には、

J^π, T がまだはっきりと定っていない状態への遷移に対応する角度分布が示されている。これらを L の指定された角度分布 (Fig. 3 (a)) と照合させることによって、その角度分布に対する L の値を定性的に判定して、その結果 J^π を推定することができる。

$E_x=1.852$ MeV の状態に対応する角度分布の構造をみると、 15° より前方において強いピークをもっており、これは $L=0$ の成分を含んでいることを暗示している。そして、山と谷の構造がそれほど鋭くなく、 $E_x=1.059$ MeV 状態の角度分布とよく似ていることから、 $L=0+2$ の混合であると判断される。したがって、 $E_x=1.852$ MeV の状態は、 $J^\pi=1^+$ であることが一義的に結論される。これは、従来の恐らく (3^+) であろうという Horvat *et al.* の指摘に反しており¹⁴⁾、最近の BISSINGER *et al.* による $(^3\text{He}, py)$ および ROSNER *et al.* による $(^3\text{He}, p)$ の結果と一致する^{15), 16)}。 $E_x=3.746$ MeV の状態に対応する角度分布に関しては、だいたいの傾向は $E_x=1.852$ MeV のそれに似ている。ただし、構造がもっとぼやけているのは、 $L=2$ の成分の混りが大きくなったためであろうと判断される。したがって、この状態も $J^\pi=1^+$ であるかも知れない。以上の結果をまとめると、TABLE 1 のようになる。

TABLE I

Level No.	E _x (MeV)	J ^π	T	L	Relative $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{peak}}$	
					Present	ROSNER B. <i>et al.</i>
0	0	5 ⁺	0	4	9.3	5.7
1	0.229	0 ⁺	1	0	37	48.5
2	0.418	3 ⁺	0	2+4	44	14.2
3	1.059	1 ⁺	0	0+2	31	40.1
4	1.760	2 ⁺	0		Very weak	4.1
5	1.852	1 ^{+a)}	0	0+2	100 ^{b)}	100.0
14	3.159	2 ⁺	1	2	27	
20	3.746	(1 ⁺) ^{a)}		(0+2)	65	
29+30	4.60				82	

Experimental results of the reaction ²⁴Mg(³He, p)²⁶Al.

a) New assignments. b) Used for normalization.

ところで、われわれの関心は、断面積の値にあるが、上述の E_x=1.85 MeV, J^π=1⁺, T=0 の状態への $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{peak}}$ の値が、ほかのこれより低い状態へのそれに比べて大きいことが注目される。また ²⁵Mg(³He, d)²⁶Al および ²⁷Al(³He, α)²⁶Al などの single particle transfer 反応においては、この状態への遷移はかなり hinder されている¹⁷⁾。POSNER *et al.* は、これらの事実から、E_x=1.852 MeV, J^π=1⁺, T=0 の状態は (1 d_{5/2})⁻⁴(2 S_{1/2})² なる配位に属しているということを示唆している¹⁶⁾。しかしながら、エネルギー準位を説明しようとするこのような配位で¹⁸⁾、(³He, p) 反応におけるこの状態への遷移の enhancement が説明できるかどうかは興味深いところである。ROSNER *et al.* の実験では、²⁶Al の 5 MeV までの励起状態しか観測されていないが¹⁶⁾、われわれの結果によれば、さらに高い励起エネルギーにおいて、強く populate される多くの状態が存在している。もちろん、これらの enhancement が kinematical な効果から生じるものではなく、核構造固有の性質に帰せられるものであるかどうかは、詳細な解析の結果をみなくてはならないだろう。

われわれの方針は、これら enhance される状態に対し、Nilsson model の波動関数を用いて DWBA 解析を試み、断面積の理論値と測定された値とを比較することによって、実験的に enhancement factor を見出すことであり、それらをもとにして前章で述べた問題提起によって研究を進めることである。

References

- BOHR A.: *Comptes Rendus du Congrès International de Physique Nucléaire*, Paris 1964, Vol. I, Ed. Centre National du la Recherche Scientifique, Paris, 1964 p. 487
- HINDS S., BJERREGAARD J. H., HANSEN O. and NATHAN O.: *Phys. Lett.*, **14**, 48 (1965)
BJERREGAARD J. H., HANSEN O., NATHAN O. and HINDS S.: *Nucl. Phys.*, **86**, 145 (1966)
BJERREGAARD J. H., HANSEN O., NATHAN O., and HINDS S.: *Nucl. Phys.*, **89**, 337 (1966)
- BÈS D. R. and BROGLIA R. A.: *Nucl. Phys.*, **80**, 289 (1966)
BROGLIA R. A., RIEDEL C., SORENSEN B. and UDAGAWA T.: *Nucl. Phys.*, **A115**, 273 (1968)
- KISSLINGER L. S. and SORENSEN R. A.: *Rev. Mod. Phys.*, **35**, 853 (1963)
BELIAEV S. T.: *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk*, **31**, No. 11 (1959)
- BELIAEV V. B. *et al.*: *Sov. Phys. JETP* **11**, 161 (1960)
FLOWERS B. H.: *Proc. Rutherford Jubilee Conf.* (London), p. 207 (1961)
- FLOWERS B. H. *et al.*: *Nucl. Phys.*, **49**, 586 (1963)
BREMONT B. and VALATIN J. G.: *Nucl. Phys.*, **41**, 640 (1963)
VOGEL P.: *Phys. Lett.*, **10**, 314 (1964)
IRVINE J. M.: *Phys. Lett.*, **13**, 144 (1964)
PAL M. K. *et al.*: *Phys. Lett.*, **13**, 155 (1964)
CAMIZ P. *et al.*: *Nuovo Cimento*, **42**, 200 (1966)
- GOSWAMI A.: *Nucl. Phys.*, **60**, 228 (1964)
- GOSWAMI A. and KISSLINGER L. S.: *Phys. Rev.*, **140**, B26 (1965)
DANOS M. and GILLET V.: *Phys. Rev. Lett.*, **17**, 703 (1966)
- YOSHIDA S.: *Nucl. Phys.*, **33**, 685 (1962)
GLENDENNING N. K.: *Phys. Rev.*, **137**, B102 (1965)
- MANGELSON N. F., HARVEY B. G. and GLENDENNING N. K.: *Nucl. Phys.*, **A117**, 161 (1968)
- MANGELSON N. F.: Private Communication
- PÜHLHOFER F.: *Nucl. Phys.*, **A116**, 516 (1968)
- HARVEY B. G., CERNY J., PEHL R. H. and RIVET E.: *Nucl. Phys.*, **39**, 160 (1962)
HARVEY B. G., RIVET E., SPRINGER A., MERIWETHER J. R., JONES W. B., ELLIOTT J. H. and DARRIULAT P.: *Nucl. Phys.*, **52**, 465 (1964)
RIVET E., PEHL R. H., CERNY J. and HARVEY B. G.: *Phys. Rev.*, **141**, 1021 (1966)
LU C. C., ZISMAN M. S. and HARVEY B. G.: *Phys. Lett.* **27B**, 217 (1968)
- HORVAT P., KUMP P. and POVH B.: *Nucl. Phys.*, **45**, 341 (1963)
- BISSINGER G. A., QUIN P. A. and CHAGNAN P. R.: *Nucl. Phys.*, **A115**, 33 (1968)
- ROSNER B., NEOGY P. and POLSKY L.: *Phys. Lett.*, **27B**, 450 (1968)
- WEIDINGER A., SIEMSEN R. H., MORRISON G. C. and ZEIDMAN B.: *Nucl. Phys.*, **A108**, 547 (1968)
TAYLOR I. J. *et al.*: *Proc. Phys. Soc.*, **75**, 775 (1960)
- TALMI I. and UNNA I.: *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **10**, 402 (1960)

5. (^3He , d) 反応による ^{141}Pr , ^{143}Pm および ^{117}In の核構造*

東北大理 石 松 敏 之

5. The Structures of ^{141}Pr , ^{143}Pm and ^{117}In by (^3He , d) Reactions

TOSHIYUKI ISHIMATSU

Tohoku University

Experiments of the (^3He , d) reactions on ^{140}Ce , ^{142}Nd and ^{116}Cd were made with a ^3He beam from the INS fixed frequency cyclotron. Deuterons emitted from the targets were analyzed with a broad range magnetic spectrograph.

Spectra of deuterons from the (^3He , d) reactions on the neutron closed shell nuclei ^{140}Ce and ^{142}Nd are very simple showing six and five distinct peaks, respectively, up to an excitation energy of about 4 MeV. These spectra are in contrast with deuteron spectra for the (^3He , d) and (d, p) reactions on the proton closed shell nuclei of tin isotopes, where far more peaks are seen in about the same range of excitation. Values of the orbital angular momentum transfer l and the spectroscopic factor S deduced from the DWBA analysis of the angular distributions of these deuteron groups are well consistent with the simple shell model picture.

Deuteron spectra for the $^{116}\text{Cd}(^3\text{He}, d)^{117}\text{In}$ reaction are complicated. The ground ($9/2^+$), first excited (0.314-MeV, $1/2^-$) and second excited (0.589-MeV, $3/2^-$) states are weakly excited in this reaction as expected from the shell model configuration of the target nucleus. There are, however, several states excited strongly below an excitation energy of about 2 MeV. In particular, $l=2$ transitions to the 0.66- and 0.88-MeV states and an $l=0$ transition to the 0.75-MeV state are observed. Some authors suggested a possibility of the $k=1/2$ rotational band in ^{117}In based on the $1/2^+[431]$ state. Evaluated spectroscopic factors for proton stripping transitions to members of the proposed rotational band are in serious disagreement with the present experimental ones. Moreover, an l value of 2 for the transition to the 0.88-MeV state obtained in the present study is inconsistent with a spin-parity assignment of $7/2^+$ to this state assumed in the proposed rotational band. It remains open to question why the $l=0$ and 2 proton stripping transitions to these low-lying states in ^{117}In are observed.

(^3He , d) 反応は ~ 20 MeV より上の入射エネルギー (タンデム領域の高い部分) では、すでに核分光学の道具としての有用性が確かめられている。ここでは最近核研でおこなわれたこの種の実験の結果を紹介する。その一部は文献 1) に速報されている。実験はすべて核研の FF アナライザー系を使用しておこなわれた。

第一に、 $N=82$ 核; ^{140}Ce と ^{142}Nd を標的核とする (^3He , d) 反応について報告する。これらの標的核を選んだ理由は; i) 生成核 ^{141}Pr と ^{143}Pm の準位に関して非常に情報が少なかったため, ii) Sn 同位元素の $Z=50$ 核を標的とする (^3He , d) 反応²⁾および (d, p) 反応³⁾

の実験結果をこの結果と比較することによって、核内の陽子-陽子、陽子-中性子、中性子-中性子間の残留相互作用の差に基づいた何らかの現象が或は発見されるかもしれないと期待されたためである。実験で得られた $^{142}\text{Nd}(^3\text{He}, d)^{143}\text{Pm}$ 反応からの重陽子スペクトルの一例が Fig. 1 に示されている。重陽子グループ 0, 1, 2, 3, 4 はそれぞれ ^{143}Pm の基底状態, 0.27-, 0.96-, 1.18-, 1.41-MeV 状態に対応している。これらグループの角分布が Fig. 2 と Fig. 3 に示されている。これらの図の中の曲線は INS-DWBA-2 による計算結果である。計算に使用された入口、出口チャンネルの光学ポテンシャルのパラメーター値が TABLE 1 に与えられている。捕獲された陽子の束縛状態波動関数は、実際の陽子分離エネルギーを与える Woods-Saxon ポテンシャルか

* この実験は第13回核研共同利用として、石松敏之、大村治子、栗屋隆、八木浩輔、中川武美、織原彦之丞によって行なわれた。

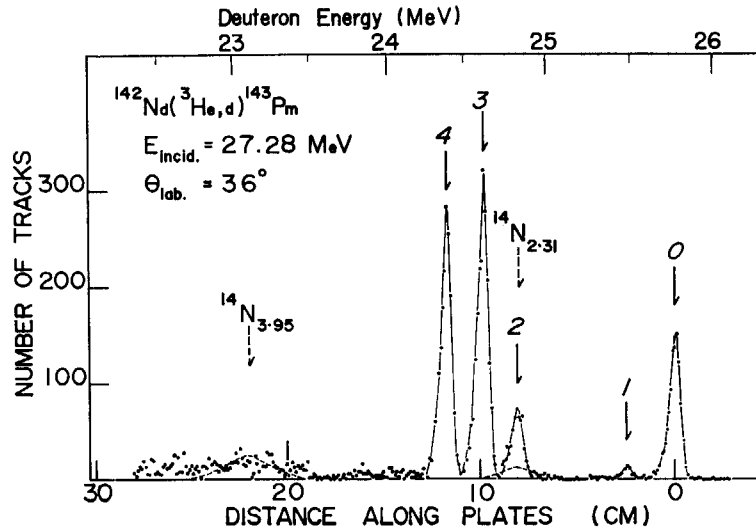


Fig. 1 A typical spectrum of deuterons from the (³He,d) reaction on ¹⁴²Nd.

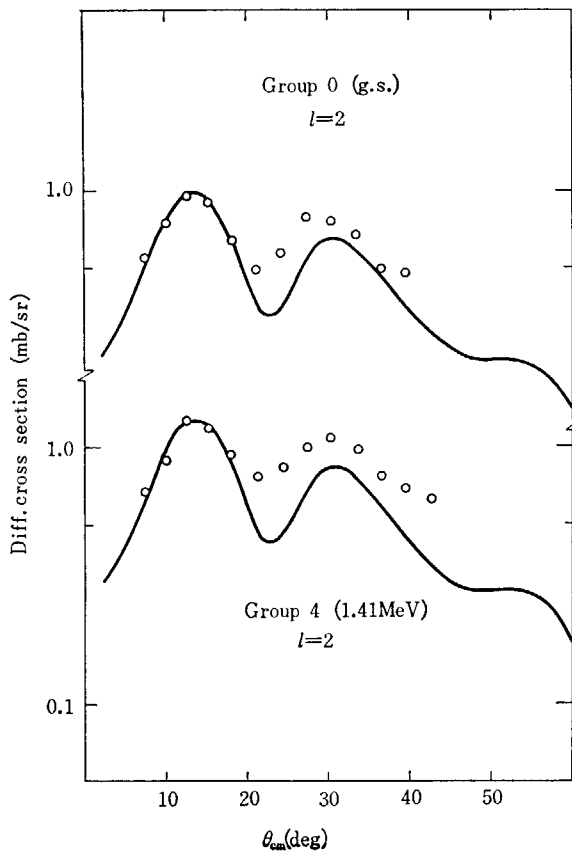


Fig. 2 Angular distributions of deuteron groups from the ¹⁴²Nd(³He,d)¹⁴³Pm reaction. The curves are DW predictions.

ら求められた。結果として、グループ 0, 1, 2, 3, 4 に対応する ¹⁴³Pm の状態にそれぞれ 2d_{5/2}, 1g_{7/2}, 1h_{11/2}, 3s_{1/2}, 2d_{3/2} 陽子状態の指定をおこなうのが合理的であ

る。 ¹⁴⁰Ce(³He, d)¹⁴¹Pr 反応に関する実験結果は文献 1) を参照されたい。これら両反応からの重陽子の角分布は、当然のことではあるが、同じ l 値に対するもの間に非常によい一致が見られる。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 4.4(2J+1)S\sigma_{DW}$$

の関係を使って、角分布の最初のピーク付近の $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ の測定値と σ_{DW} から得られた S の値が Fig. 4 に示されている。 ¹⁴⁰Ce(³He, d)¹⁴¹Pr 反応では、¹⁴¹Pr の 1.32-および 1.64-MeV 状態に対応する 2 グループが l=0 の角分布を示し、それぞれ S=0.60 および 0.34 をもち、Fig. 4 ではそれらの和が 3s_{1/2} に対する S 値として示されている。また ¹⁴¹Pr の基底状態、および 0.15-, 1.14-, 1.64-MeV 状態がそれぞれ 2d_{5/2}, 1g_{7/2}, 1h_{11/2} および 2d_{3/2} 状態と指定されている。Fig. 4 から見ると、¹⁴⁰Ce と ¹⁴²Nd では 1g_{7/2}, 2d_{5/2}, 1h_{11/2} 軌道が部分的に陽子によって占められており、3s_{1/2}, 2d_{3/2} 軌道がほとんど空であることがわかる。今、

$$6[1-S(d_{5/2})]+8[1-S(g_{7/2})]+12[1-S(h_{11/2})]$$

の値を求めてみると、¹⁴⁰Ce と ¹⁴²Nd に対してそれぞれ 9.9 および 11.7 となり、両核の閉殻外陽子数 8 および 10 と大略一致する。この一致はさらに DWBA 分析を進めることにより改善される可能性がある。以上のように S 値に関してはきわめて常識的な結論が得られたわけであるが、このことを逆に言えば、(³He, d) 反応の核分光学の道具としての有効性がふたたび確認されたことになる。一方これら 2 つの反応で見られた重陽子スペクトルは非常に簡単であり、¹⁴¹Pr の場合 3s_{1/2} 陽子状態が

TABLE 1. Optical potential parameters for incident and outgoing channels used in the DWBA analysis of the angular distributions of the (³He, d) reactions on ¹⁴⁰Ce and ¹⁴²Nd.

	V(MeV)	W(MeV)	r _{OR} (fm)	r _c (fm)	r _{OI} (fm)	a _R (fm)	a _I (fm)	C _{so}
³ He	172.0	16.0	1.14	1.4	1.54	0.70	0.80	0.0
d	101.4	15.25	1.085	1.3	1.293	0.857	0.788	1.0

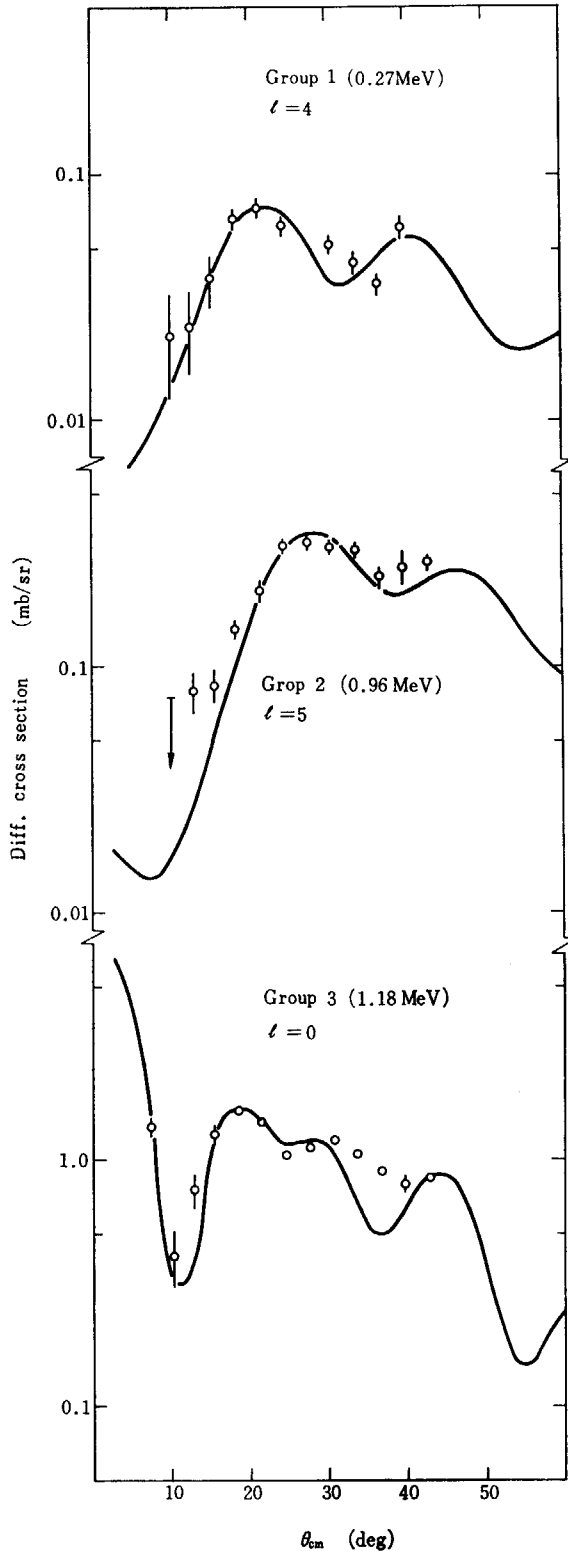


Fig. 3 Angular distributions of deuteron groups from the $^{142}\text{Nd}(^3\text{He},d)^{143}\text{Pm}$ reaction. The curves are DW predictions.

同程度の強さの2本の成分に分裂している以外は、 ^{141}Pr にしても ^{143}Pm にしても、陽子状態の強度が各配位ともほとんど1本の準位に集中している。これは Sn 同位体についての $(^3\text{He}, d)$ 反応や (d, p) 反応の場合には見られなかったことであり、きわめて特徴的である。

第二に、 $^{116}\text{Cd}(^3\text{He}, d)^{117}\text{In}$ 反応について報告する。

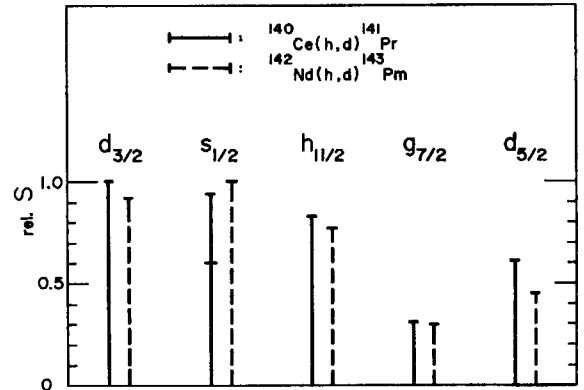


Fig. 4 Spectroscopic factors for the $(^3\text{He},d)$ reactions on ^{140}Ce and ^{142}Nd .

^{117}In の基底状態、第一および第二励起状態のスピンのパリティはそれぞれ $9/2^+$, $1/2^-$, $3/2^-$ であることが知られており、これ等は $g_{9/2}$, $p_{1/2}$, $p_{3/2}$ 殻模型状態として理解されている。けれどもその上に引続いて現われる低スピン、正パリティをもつ状態 (0.66-MeV , $3/2^+$; 0.75-MeV , $1/2^+$ or $3/2^+$) は粒子-芯結合模型として理解することが不可能であり、BACKLIN, *et al.*⁴⁾, PANDHARIPANDE V. R. *et al.*⁵⁾ はこれらが NILSSON の $1/2^+[431]$ 状態をベースとする $k=1/2$ 回転バンドに属しているとすれば合理的な説明が可能であることを示した。われわれの実験の目的はこの回転バンド説を陽子ストリッピング反応を使って側面から検証することにあつた。結果の整理は進行中で最終的なものではないが、現在得られている予備的な結果を Fig. 5 に示す。図の下半には実験で得られた相対的な転移強度 $(2J+1)S$, l 値および既知の核スピン J が示されている。得られた l は既知の J と矛盾なく一致しており、既知の J に任意性のある場合は、その任意性を除くのに役立つ。この場合 l と矛盾しないほうの J にアンダーラインを引いてある。図の上半には $1/2^+[431]$ Nilsson 状態をベースとする回転バンドについて、SATCHLER⁶⁾ の式に従って求められた $2 \cdot c_{Nij}^2$ の値 ($\eta=4$) が示されている。SATCHLER によれば

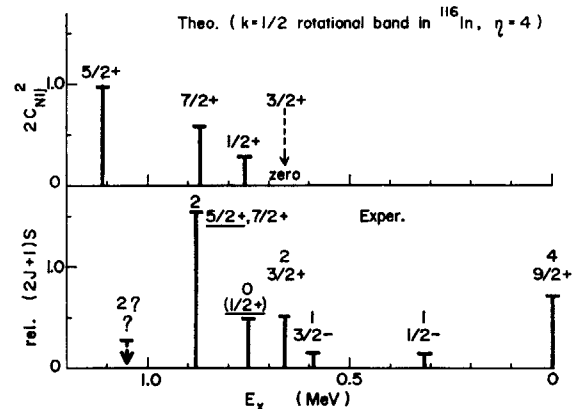


Fig. 5 Experimental transition strengths for $(^3\text{He},d)$ transitions to low lying states in ^{117}In and calculated $2 \cdot c_{Nij}^2$ for proton stripping transitions to members of a $k=1/2$ rotational band in ^{117}In .

偶-偶標的核から奇核の核スピ J 状態へのストリッピング転移に対しては、 $(2J+1)S=2 \cdot c_{Nlj}^2$ が成立する。この関係式は変形核の (d, p) 反応について、また sd 殻の変形核については ($^3\text{He}, d$) 反応についても確かめられている。TABLE 2 には c_{Nlj}^2 の値が $\eta=2, 4, 6$ に対して与えられている。Fig. 5 および TABLE 2 からわかるように、提案されている ^{117}In 中の回転バンドは実験と

TABLE 2. Values of c_{Nlj}^2 evaluated for the rotational band based on the $1/2^+[431]$ state.

l	j	c_{Nlj}^2		
		$\eta=2$	$\eta=4$	$\eta=6$
0	$1/2$	0.084	0.137	0.171
2	$3/2$	0.001	0.000	0.000
2	$5/2$	0.708	0.488	0.377
4	$7/2$	0.175	0.289	0.306
4	$9/2$	0.032	0.087	0.145

いくつかの点で重大な食違いを示している。つまり、i) 変形パラメータ η の値にかかわらず ≈ 0 であるはずの $3/2^+$ 状態への転移強度 $(2J+1)S$ がじゅうぶん大きく観測されている；ii) 回転バンド説では $7/2^+$ であるべき 0.88-MeV 状態に対して $l=2$ が観測されている；iii) 回転バンド説で 1.1 MeV 付近に現われるはずの $5/2^+$ 状態は、 η にかかわらず転移可能なバンド・メンバー中で最大の転移強度を持つはずであるのに、この励起エネルギーの付近には弱い重陽子グループが観測されるに過

ぎない。Fig. 5 には、このグループが $l=2$ の角分布をもつと仮定したときの相対転移強度の上限が示されている。以上のように、この実験結果は文献 4), 5) で提案された回転バンドと大きく矛盾している。それにもかかわらず、この実験は 1 MeV 以下の低い励起エネルギーのところに、じゅうぶん強い $l=0, 2$ のストリッピング転移強度をもつ状態が存在することを示しており、その説明には ^{117}In を球形核と考える限り、かなりの困難が予想される。この点の解明のために、他の質量数の Cd 核および ^{46}Pd 核についての ($^3\text{He}, d$) 反応の実験が望まれる。

References

- 1) ISHIMATSU T., OHMURA H., AWAYA T., NAKAGAWA T., ORIHARA H. and YAGI K.: *J. Phys. Soc. Japan* **25**, 1726 (1968)
- 2) ISHIMATSU T., YAGI K., OHMURA H., NAKAJIMA Y., NAKAGAWA T. and ORIHARA H.: *Nucl. Phys.* **A 104**, 481 (1967)
- 3) SCHNEID E. J., PRAKASH A. and COHEN B. L.: *Phys. Rev.* **156**, 1316 (1967)
- 4) BACKLIN A., FOGELBERG B. and MALMSKOG S. G.: *Nucl. Phys.* **A 96**, 539 (1967)
- 5) PANDHARIPANDE V., SHARMA R. P., PRASAD K. G. and THOSAR B. V.: Proc. International Conference on Nuclear Structure (Physical Society of Japan, Tokyo, 1968) p. 175
- 6) SATCHLER G. R.: *Ann. Phys. (N. Y.)* **3**, 275 (1958)

6. 質量数 $90 \leq A \leq 140$ の原子核内における 有効陽子—中性子相互作用

阪大理 八 木 浩 輔

6. Effective Proton-Neutron Interactions in the Nuclei of $90 \leq A \leq 140$

KOHSUKE YAGI

Department of Physics, Faculty of Science, Osaka University

The Z dependence of neutron-single hole (particle) energies in ^{139}Ce , ^{117}Sn and ^{91}Zr is explained on the basis of effective p-n interactions. A tensor force with the radial dependence of r^2 type is effective.

Recently, the energies of neutron single-hole states of $^{139}\text{Ce}_{81}$ were measured from a ^{140}Ce (p, d) reaction (Ref. 1, 2) and those of $^{117}\text{Sn}_{67}$ from a ^{118}Sn (p, d) reaction (Ref. 3) by the use of a 55-MeV proton beam (Ref. 4). In these analyses, the energy-weighted sum rule (Ref. 5) was applied so as to eliminate the splitting of levels in each single-hole states due to the long-range residual interactions such as those of the quadrupole-quadrupole and octupole-octupole types*. In the case of ^{117}Sn , single quasi-particle energies E_j were obtained by means of the energy-weighted sum rule which contained the correction due to a ^{118}Sn (d, p) reaction (Ref. 6):

$$E_j = \sum_n \frac{1}{2j+1} S_j^n(\text{p, d}) E_j^{n'}(\text{p, d}) + \sum_{n'} S_j^{n'}(\text{d, p}) E_j^{n'}(\text{d, p}),$$

where the S_j^n are spectroscopic factors. The effect of the short-range residual interactions between neutrons was removed by using the pairing-interaction approximation, where the half-gap energy $\Delta = 1.4 \text{ MeV}^{**}$ was adopted. The single-particle energies of $^{91}\text{Zr}_{51}$ were obtained from an experiment of a ^{90}Zr (d, p) reaction (Ref. 7).

The neutron single-hole (particle) energies ε_j of ^{139}Ce , ^{117}Sn and ^{91}Zr thus obtained are shown relative to the $\varepsilon_{d_{5/2}}$ in Fig. 1. The energy shifts presented in Fig. 1 have the following distinctive features:

- (i) The $1g_{7/2}$ and $1h_{11/2}$ states drastically come down with increasing number of protons.
- (ii) The $2d_{3/2}$ state has no shift between ^{91}Zr and ^{117}Sn , while it moves downwards between ^{117}Sn and ^{139}Ce .
- (iii) The $3s_{1/2}$ state shows no significant energy shift with increasing number of protons.

In the present note, these results are interpreted on the basis of the effective proton-neutron interactions. Proton configurations in these nuclei are reasonably assumed in the following manner: no protons occupy any orbits above the $Z=40$ -subclosed shell in ^{91}Zr ; ten protons fully occupy the $1g_{9/2}$ orbit in the proton-magic nucleus ^{117}Sn ; eight protons occupy, in the first approximation,

* For more details about each energy level, see Fig. 4 and TABLE 1 in Ref. 1, and TABLES 1 and 3 in Ref. 2.

** This value is calculated from neutron-separation energies.

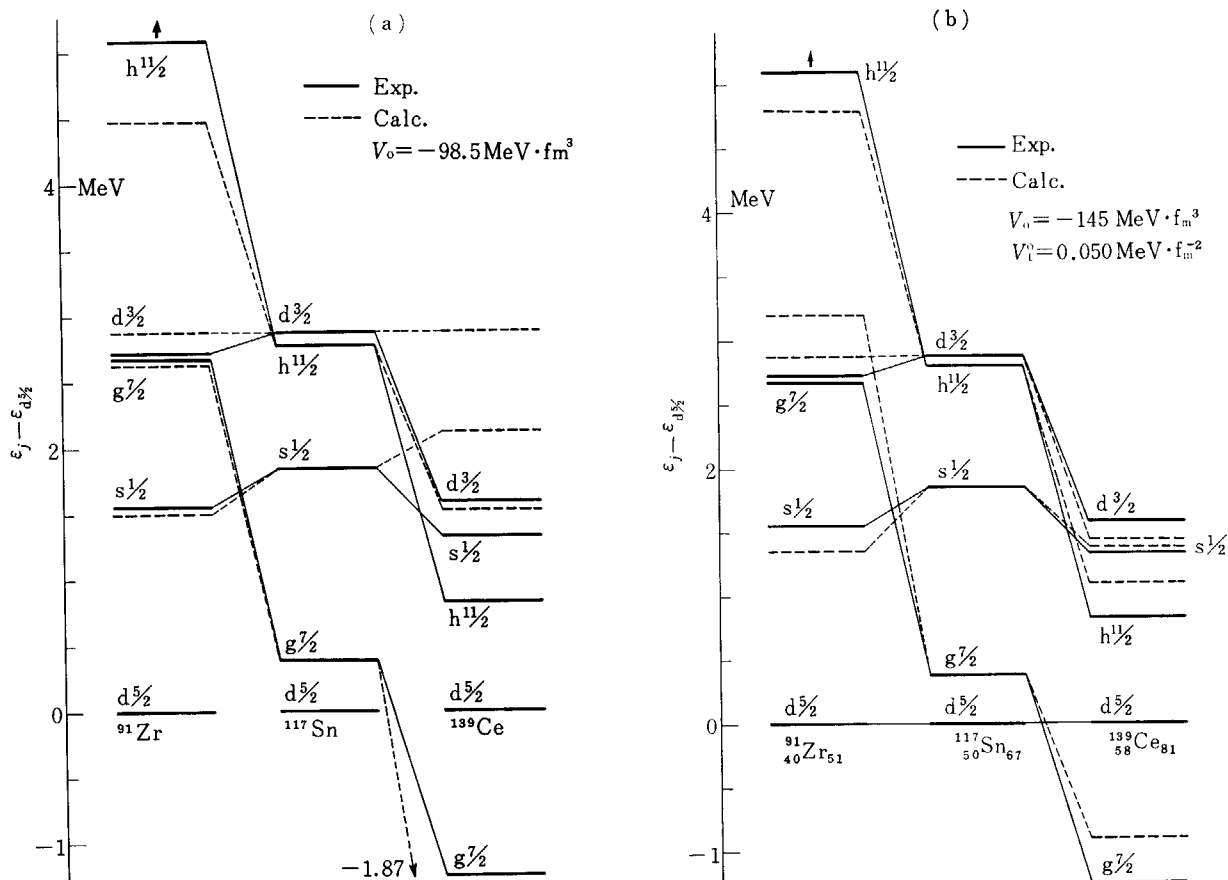


Fig. 1 Neutron single-hole (particle) energies. Broken lines are due to the calculation with a central force (a), and with both a central force and a tensor force (b). The mixing of $g_{7/2}$ and $d_{5/2}$ -protons is taken into account in (b).

only the $1g_{7/2}$ orbit. The interaction energy between a neutron in a single-hole (particle) state $|j_n\rangle$ and all the protons in the closed shell $|j_p\rangle$ can be expressed as a sum of the diagonal elements of the two-body matrix :

$$\begin{aligned} \Delta E_{j_n} &= \langle j_p^{2j_p+1}(0)j_n, J=j_n | V_{pn} | j_p^{2j_p+1}(0)j_n, J=j_n \rangle \\ &= \sum_{J'} \frac{2J'+1}{2j_n+1} \langle j_p j_n J' | V_{pn} | j_p j_n J' \rangle, \end{aligned} \quad (1)$$

where eight values of the relative energy shifts $\Delta E_{j_n} - \Delta E_{d_{5/2}}$ were experimentally obtained (Fig. 1). We calculate the matrix elements of the V_{pn} with assumptions as simple as possible.

The central force. A δ -function interaction is employed: $V_{pn}^c = (V_0 + V_1 \sigma_1 \cdot \sigma_2) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$. Thus ΔE_{j_n} in eq. (1) becomes, as is well known (Ref. 8, 9, 10),

$$\Delta E_{j_n}^c = (2j_p + 1) V_0 I(l_p^2, l_n^2),$$

where the $I(l_p^2, l_n^2)$ is the Slater integral (Ref. 8). Employing the $\frac{1}{2}$ harmonic-oscillator wave functions in the calculation of the $I(l_p^2, l_n^2)$ (Ref. 8), we obtain a fit with $V_0 = -98.5 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^3$; see broken lines in Fig. 1 (a). The large shift of the $g_{7/2}$ ($h_{11/2}$) state is well reproduced because of the strong attractions between a $g_{7/2}$ -neutron (an $h_{11/2}$ -neutron) and $g_{9/2, 7/2}$ protons. The shift of the $d_{3/2}$ state between ^{117}Sn and ^{139}Ce , however, cannot be explained at all.

The configuration mixing of the $1g_{7/2}$ and $2d_{5/2}$ protons in ^{139}Ce . Prior to refining the interaction V_{pn} , the configuration mixing of the $g_{7/2}$ and $d_{5/2}$ protons in ^{139}Ce is taken into account by using the pairing interaction approximation. Thus we have

$$\Delta E_{j_n} = \sum_{j_p = g_{7/2}, d_{5/2}} V_{j_p}^2 \cdot \Delta E_{j_n}(j_p), \quad (2)$$

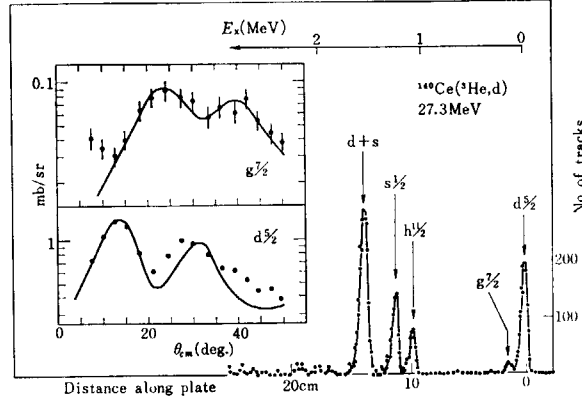


Fig. 2. Deuteron spectrum in $^{140}\text{Ce}(^3\text{He}, d)^{141}\text{Pr}$ at $\theta_L = 33^\circ$. Angular distributions of deuterons to the ground ($d_{5/2}$) and to the first ($g_{7/2}$) states are inserted. Solid curves are DWBA predictions (Ref. 17).

where the $V_{j_p}^2$ is the occupation probability of the j_p -orbit. The values of $V_{j_p}^2$ tabulated by KISSLINGER and SORENSEN (Ref. 11) are $V_{7/2}^2 = 0.7$ and $V_{5/2}^2 = 0.3$. These values have been experimentally confirmed by the use of a $^{140}\text{Ce}(^3\text{He}, d)^{141}\text{Pr}$ (Ref. 12), where the spectroscopic factors are given by $S_{j_p}(^3\text{He}, d) = 1 - V_{j_p}^2$. As is shown in Fig. 2 the $h_{11/2}$ -proton state is well above the $d_{5/2}$ state so that the summation in eq. (2) over the $g_{7/2}$ and $d_{5/2}$ states alone is justified.

The tensor force. In order to explain the shift of the $d_{3/2}$ state between ^{117}Sn and ^{139}Ce , a tensor force in a simplified form is introduced. The tensor force in more general form has been examined in the nuclei with $N=29$ so as to explain the shift of the $p_{1/2}$ state relative to the $p_{3/2}$ state (Ref. 13). We adopt the following radial dependence: $V_t(r) = V_0 r^{-2}$. Then our tensor force is expressed as (Ref. 14).

$$V_{\text{pn}}^T = \left(\frac{3\sigma_1 \cdot \mathbf{r} \sigma_2 \cdot \mathbf{r}}{r^2} - \sigma_1 \cdot \sigma_2 \right) V_t(r) \\ = \sqrt{6} V_t^0 \left([\sigma_1 \times \sigma_2]^{(2)} \cdot [r_1^2 \mathbf{C}^{(2)}(1) + r_2^2 \mathbf{C}^{(2)}(2)] - \sqrt{6} r_1 r_2 [\mathbf{C}^{(1)}(1) \times \mathbf{C}^{(1)}(2)]^{(2)} \right), \quad (3)$$

where $C_q^{(k)}(i) = (4\pi/2k+1)^{1/2} Y_q^k(\Omega_i)$. Since the diagonal matrix elements due to the term $\mathbf{C}^{(1)}(1) \times \mathbf{C}^{(1)}(2)$ vanish, our tensor force is the same as that used by SILVERBERG (Ref. 9).

The explicit expression of the matrix elements of V_{pn}^T given by Ref. 9 yields a selection rule: the matrix elements vanish unless a condition $\mathbf{j}_p + \mathbf{j}_n + \mathbf{I} = 0$ is satisfied. Therefore, the introduction of the tensor force given by eq. (3) can explain the experimental result stated in the item (ii). A fit with $V_0 = -145 \text{ MeV} \cdot \text{f}_m^3$ and $V_t^0 = 0.050 \text{ MeV} \cdot \text{f}_m^{-2}$ is shown in Fig. 1 (b). The agreement with the experimental data is quite satisfactory, although only the very simplified forces are employed. Therefore, the tensor interaction of the r^2 -dependence is effective in the nuclei of $90 \leq A \leq 140$.

It is worth to notice that the nonvanishing terms in eq. (3) can be rewritten as

$$V_{\text{pn}}^T = -\sqrt{10} V_t^0 \{ r_1^2 (\sigma_1 \times \mathbf{C}^{(2)}(1))^{(1)} \cdot \sigma_2 + r_2^2 (\sigma_1 \cdot [\sigma_2 \times \mathbf{C}^{(2)}(2)]) \}. \quad (4)$$

On the other hand, it is proposed by SANO (Ref. 15) that a spin-dependent $Q-Q$ interaction $r_1^2 r_2^2 [(\sigma_1 \times \mathbf{C}^{(2)}(1))^{(k)} \cdot (\sigma_2 \times \mathbf{C}^{(2)}(2))^{(k)}]$ between like-nucleons is effective for the excitation of 1^+ , 2^+ , and 3^+ states in inelastic scatterings of nucleons on even-even nuclei, and for the appearance of the so-called anomalous-coupling states (Ref. 16). Then the present results suggest that the $r_i^2 [(\sigma_i \times \mathbf{C}^{(2)}(i))^{(1)} \cdot \sigma_j]$ interaction in eq. (4) is possibly another type of the spin-dependent effective interaction of the lowest order of r_i .

The *two-body spin-orbit interactions* are neglected in the present calculation. This assumption is only based on the fact that the main contribution of the $p_{1/2} - p_{3/2}$ shift in the nuclei with $N =$

29 is due to the tensor force (Ref. 13). Calculations with including the two-body spin-orbit interactions are, however, necessary for obtaining a better fit with the experimental energy shifts in fine detail.

The author would like to express his sincere thanks to Prof. M. SANO for helpful suggestions. Many thanks are also due to Prof. H. HORIE, Dr. T. UDAGAWA and Dr. K. OGAWA for illuminating discussions.

References

1. YAGI K.: Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure. Tokyo, 1967, p. 559
2. YAGI K. *et al.*: *Nucl. Phys.*, A 121 (1968) 161
3. YAGI K. *et al.*: *Nucl. Phys.*, A 111 (1968) 129.
4. YAGI K. *et al.*: *Nucl. Instr. Meth.* 52 (1967) 29.
5. YOSHIDA S.: *Nucl. Phys.* 38 (1962) 380.
6. SCHNEID E. J. *et al.*: *Phys. Rev.* 156 (1967) 1316.
7. COHEN B. L. and CHUBINSKY O.: *Phys. Rev.* 131 (1963) 2184.
8. NOYA H. *et al.*: *Suppl. Prog. Theor. Phys.* No. 8 (1958) 33.
9. SILVERBERG L.: *Ark. Fys.* 21 (1962) 355.
10. HAMAMOTO I.: *Nucl. Phys.* 86 (1966) 208.
11. KISSLINGER L. S. and SORRENSEN R. A.: *Revs. Mod. Phys.* 35 (1963) 853.
12. ISHIMATSU T. *et al.*: *Tokyo Meeting of Phys. Soc. Japan* (1968).
13. HORIE H. *et al.*: Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure, Tokyo, 1967, p. 119.
OGAWA K.: JAERI 1158 (1968) p. 133.
14. HORIE H. and SASAKI K.: *Prog. Theor. Phys.* 25 (1961) 475.
15. SANO M.: to be published.
16. IKEGAMI H. and SANO M.: *Phys. Lett.* 21 (1966) 323.
17. KAWAI M. *et al.*: INS DWBA II Code (1964).

7. Sudden 近似による一核子移行反応

法政大教養 谷 藤 悃・野 矢 弘

7. Remarks on One-Nucleon-Transfer Reactions by the Sudden Approximation

MAKOTO TANIFUJI and HIROSHI NOYA

Hosei University

Qualitative features are investigated for the (d, p) transition amplitude by the sudden approximation. It is pointed out that the amplitude consists of the momentum-distribution term studied in high energy (p, d) reactions and the term similar to that by BREIT and EBEL for the $^{14}\text{N}(^{14}\text{N}, ^{13}\text{N})^{15}\text{N}$ reaction. The numerical result on the $^{40}\text{Ca}(d, p)^{41}\text{Ca}$ (g. s.) reaction is discussed in relation to these terms.

1. まえおき

(d, p) 反応に対して DWBA による分析が数多くなされてきたが、その妥当性については疑いがないわけではない。たとえば、軽い核にくらべて重陽子がずっと大きいにもかかわらず、重陽子の内部運動の変化、重陽子の分解などの効果がじゅうぶんにとり入れられていない。DWBA がこのような意味で tightly bound の極限を扱った理論であるとする、これと反対に、重陽子が loosely bound の体系でこわれやすいことを積極的にとり入れる理論も考える。Sudden 近似による (d, p) 反応の理論^{1,2)}もその一つである。以下では、sudden 近似による取扱いの out line をのべて、その遷移振幅の意味を明らかにし、最近の数値計算の結果の一部を紹介する。

2. Sudden 近似による遷移振幅

重陽子が分解しやすいことに重点をおくと、原子核の影響下にある重陽子の状態を、その構成要素である陽子と中性子のそれぞれの歪曲波であらわすことが便利である。自由な重陽子の内部運動をフーリエ分解すると、このような重陽子の波は近似的に次のように書けるであろう¹⁾。

$$\psi_i^{(+)} = \sum_{\nu_n} \left(\frac{1}{2} \frac{1}{2} \nu_n \nu_p |1\nu_d\rangle \right) \frac{V}{(2\pi)^3} \int d\mathbf{k} a(\mathbf{k}) \phi_{\mathbf{k}_p \nu_p}^{(+)}(\mathbf{r}_p, \boldsymbol{\sigma}_p) \times \phi_{\mathbf{k}_n \nu_n}^{(+)}(\mathbf{r}_n, \boldsymbol{\sigma}_n) \quad (1)$$

ここで、 $\phi_{\mathbf{k}_p \nu_p}^{(+)}$, $\phi_{\mathbf{k}_n \nu_n}^{(+)}$ は陽子、中性子の歪曲波をあらわし、 $a(\mathbf{k})$ は上にのべたフーリエ展開における運動量 \mathbf{k} の振幅である。また、Clebsch-Gordan 係数は陽子と中性子のスピンから重陽子スピンの合成されることを示す。この $\Psi_i^{(+)}$ を用いると、スピン (J_i, M_i) をもった標的核に対する (d, p) 反応の遷移振幅は、残留核のスピンを (J_f, M_f) とすると、次のように書ける¹⁾。

$$T_{fi} = \frac{V}{(2\pi)^3} \int d\mathbf{k} a(\mathbf{k}) T_{fi}(\mathbf{k}) \quad (2)$$

$$T_{fi}(\mathbf{k}) = \sum_{\nu_n} \left(\frac{1}{2} \frac{1}{2} \nu_n \nu_p |1\nu_d\rangle \right) (-) \frac{\hbar^2}{2m_n} (\beta^2 + k^2_n) \times \langle \mathbf{p}_f, \nu_f | S_p | \mathbf{k}_p, \nu_p \rangle \times \langle \Phi_{J_f M_f}(\xi; \mathbf{r}_n, \boldsymbol{\sigma}_n) | \phi_{\mathbf{k}_n \nu_n}^{(+)}(\mathbf{r}_n, \boldsymbol{\sigma}_n) \Phi_{J_i M_i}(\xi) \rangle \quad (3)$$

ここで S_p は陽子の弾性散乱の S マトリックスで、

$$\langle \mathbf{p}_f, \nu_f | S_p | \mathbf{k}_p, \nu_p \rangle = \frac{(2\pi)^3}{V} \delta(\mathbf{p}_f - \mathbf{k}_p) \delta_{\nu_f, \nu_p} - 2\pi i \delta(E_{p_f} - E_{k_p}) \langle \mathbf{p}_f, \nu_f | t_p | \mathbf{k}_p, \nu_p \rangle \quad (4)$$

で与えられる。 $\mathbf{k}_p, \mathbf{k}_n$ は入射重陽子、放出陽子の運動量 $\mathbf{p}_i, \mathbf{p}_f$ を用いて次のように書ける。

$$\mathbf{k}_p = \frac{1}{2} \mathbf{p}_i - \mathbf{k}, \quad \mathbf{k}_n = \frac{1}{A+1} \left(\frac{A+2}{2} \mathbf{p}_i + A\mathbf{k} \right) \quad (5)$$

実際の数値計算は t_p を部分波に展開して $k_p = p_i$ に注意しつつ (2) の積分を実行することによっておこなわれるが、その具体的表式は文献 1 に譲る。以下では (3) および (4) 式を用いて遷移振幅の性質を調べることにする。容易にわかるように、i) 中性子の波動関数は

$$\langle \text{bound state} | \text{scattering state}(\mathbf{k}_n) \rangle$$

の形であらわれる。ii) T_{fi} は S_p の第 1 項と第 2 項に対応して、陽子の散乱に無関係な項 (T_1) と陽子の散乱の t マトリックスを含む項 (T_2) の和としてあらわされる。

T_1 では、陽子は主として中性子に捕獲に必要な運動量 (momentum transfer) を与える役割を果している。次にこれらの特徴がどのような物理的意味をもつかを示すために、次の近似をおこなって式の見通しをよくしたい。

- 近似 1. すべてのスピンの因子を省略する。
- 2. $a(k)$ が k とともに急激に減少する関数であることを考えて t_p を k_{min} の値で k に関する積分の外に出す。

近似 2 は、小さい θ に対して t_p のラザフォード散乱の部分が急激に増大するため成立しないが、理論の定性の性質を調べるのが目的であるからこの点についてこれ以上考慮を払わない。このような近似の結果、

$$T = T_1 + T_2 \tag{6}$$

$$T_1 = -\frac{\hbar^2}{2m_n} (\beta^2 + q^2) \langle R_{in}(\beta r) | \phi_{in}^{(+)}(qr) \rangle \times a\left(\frac{1}{2} p_i - p_f\right) \tag{7}$$

$$T_2 = -\langle p_f | t_p | k_p \rangle_{k_p=p_f, k_p \neq p_i} \int_{k_p=p_f} d\mathbf{k} (-) \frac{\hbar^2}{2m_n} (\beta^2 + k_n^2) \times \langle R_{in}(\beta r) | \phi_{in}^{(+)}(k_n r) \rangle \tag{8}$$

を得る。ここでさらに中性子に対する歪曲ポテンシャルを省略すると $\phi_{in}^{(+)}(qr)$ は $j_{in}(qr)$ となり、さらに r に関する積分を cutoff すると T_1 は Butler の公式を導く。また、cutoff をおこなわなければ、 $\langle R_{in}(\beta r) | \phi_{in}^{(+)}(qr) \rangle$ は bound state の中性子波動関数の運動量分布を与え、190 MeV で CHEW と GOLDBERGER³⁾ が、95 MeV で SELOVE⁴⁾ が impulse 近似を用いて研究したものに对应している。このような意味で、 T_1 は中性子の bound state における波動関数の詳細をあらわすものであると見ることができる。

T_2 を考察するには、 $N^{14}(N^{14}, N^{13})N^{15}$ 反応に対して BREIT と EBEL が提唱した理論⁵⁾ と比較するのが便利である。そのためには、理論の始めにもどって、陽子質量が中性子質量に対してじゅうぶん大きいと仮定し、中性子による陽子の反跳が省略できることに注意して計算する。そこでふたたび、中性子の歪曲ポテンシャルを無視すると(8)式における k に関する積分は

$$\langle \varphi_i(\mathbf{r}_1), V_{NT} \varphi_i(\mathbf{r}_2) \rangle_{k_p=p_f}$$

と書き直すことができる。 $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ は中性子の座標を、それぞれ標的核、陽子から測ったものであり、 V_{NT} は中性子と標的核の相互作用である、 $\langle p_f | t_p | k_p \rangle$ は明らかに、BREIT たちが古典的に扱った N^{14} による N^{14} の散乱に对应しているので、 T_2 ではこの軌道に沿って中性子の捕獲が起ることになり、BREIT たちの transfer の機構を量子力学的に扱ったものになっている。ただし、BREIT たちは中性子の積分をトンネル効果の類推から計算したのに対して、ここでは V_{NT} によって振動的に起こるものとして計算したことになる。

このように考えると、sudden 近似によるこの取扱いは、Butler 内至 impulse 的な transfer 機構と Breit-Ebel 型の機構の二つを含み、これらが競合して現実の反応断

面積が与えられると考えることになっている。したがって、定量的な計算において T_1 と T_2 がどのように寄与するのか、またそれぞれの役割がエネルギーとともにどのように変わるのかと調べるのが興味深い。また、それらを通して、中性子の bound state の波動関数の特徴がどのようにあらわれるかを見ることも重要である。

3. $^{40}\text{Ca}(d, p)^{41}\text{Ca}(g. s.)$ に対する定量的結果

Fig. 1 に示したものは $E_d=12\text{ MeV}$ における $^{40}\text{Ca}(d, p)^{41}\text{Ca}(g. s.)$ 反応の断面積(実線)で、中性子束縛状態の波動関数として、代表的に、Woods-Saxon ポテンシャルによるもの、harmonic oscillator から得られる波動関数の tail を境界条件にあうよう修正したもの⁶⁾、およびこの修正を含まないものの三つを選んでそれぞれについて計算した*。これらの波動関数は Fig. 2 に示されている。

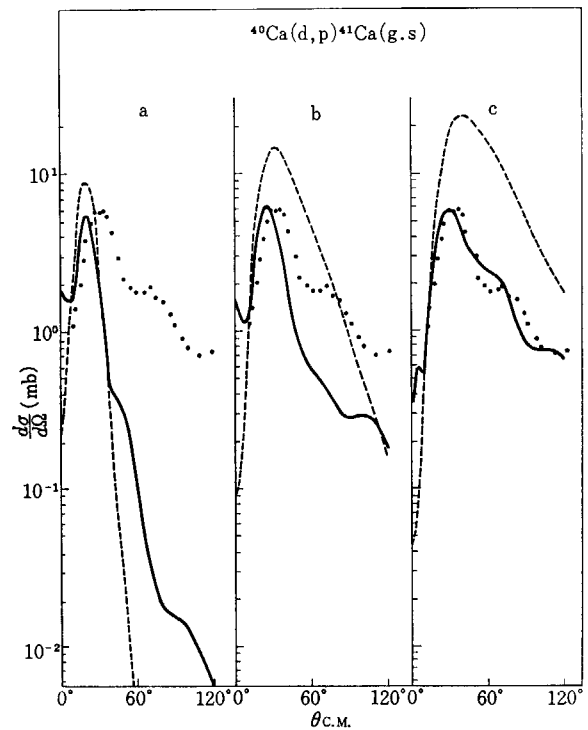


Fig. 1 The cross sections for the $^{40}\text{Ca}(d, p)^{41}\text{Ca}(g. s.)$ reaction at $E_d=12\text{ MeV}$. The curves are the theoretical cross sections calculated by the sudden approximation, the solid lines and the broken lines being the totals and those neglecting the proton scattering, respectively. The levels a, b and c discriminate the bound-state wave functions of the captured neutron. The details of these wave functions are shown in Fig. 2 and its figure caption. The dots represent the measured cross section.

* 2 番目のものでは核表面で波動関数がつながるように $\hbar\omega$ をきめた。最後のものでは、非現実的ではあるが、波動関数が外側にひろがった場合の特徴をはっきりさせるためにごく小さい $\hbar\omega$ を選んだ。

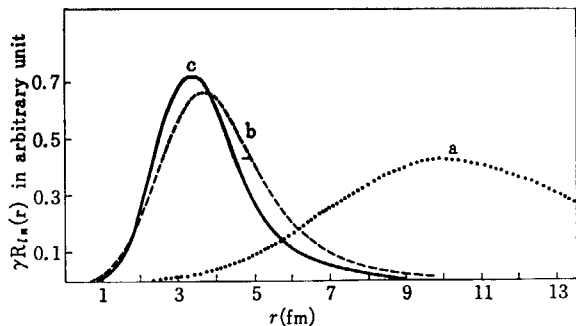


Fig. 2 The bound-state wave functions of the captured neutron. The dotted line (a) is the pure oscillator wave function, $\hbar\omega=1.7$ MeV. The broken line (b) is obtained by the Woods-Saxon potential with $V_0=53.9$ MeV, $V_s=5.51$ MeV, $r_0=r_s=1.25$ fm and $a_0=a_s=0.65$ fm. The solid line (c) is the oscillator wave function, the tail being modified so as to match with the correct asymptotic form at the nuclear surface, $\hbar\omega=18.6$ MeV.

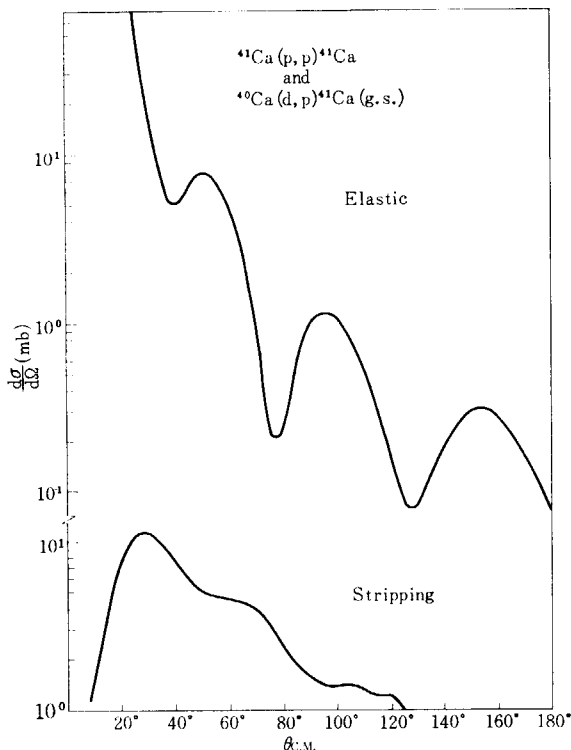


Fig. 3 The cross section for the $^{40}\text{Ca}(d,p)^{41}\text{Ca}$ (g.s.) reaction at $E_d=12$ MeV and the calculated cross section for the corresponding $^{41}\text{Ca}(p,p)^{41}\text{Ca}$ scattering. The curves show that some of the stripping peaks are due to the diffraction behavior of the proton elastic scattering.

Fig. 1 の点線は T_1 のみによる断面積をあらわしている。中性子および陽子の歪曲ポテンシャルには ROSEN たち⁷⁾ のものを用いた。図から明らかなように、断面積の角度による変化の全体的傾向（たとえば主ピークをこえたあとの角度に対する傾斜）は中性子波動関数に強く依存しており、 T_1 のみによるものと同じ傾向をもっている。これは、断面積の角度分布の大勢が T_1 に支配されてい

ることをも示している。 T_1 のみによる断面積の中性子波動関数への依存性は Fig. 2 を参照すると容易に理解できる。すなわち、小さい r に対して大きな値をもつ波動関数は角度とともにゆるやかに変化する断面積をあたえる。これは運動量分布の一般的性質に合致している。また、断面積の大きさが T_2 を計算にとり入れることによって $1/2 \sim 1/4$ に減少することが Fig. 1 からわかる。このような事情は他の標的核、他の歪曲エネルギーでも起こっている。

Fig. 3 には、上の修正された harmonic oscillator の場合に対して (d, p) 反応の断面積と計算による陽子の弾性散乱の断面積との関係を示した。この図から、stripping の副次的な peak が陽子散乱の diffraction pattern との干渉から生ずることがわかる。この事情も他の (d, p) 反応にしばしば見られる⁸⁾。理論的には近似式 (6)~(8) から容易にうなずけることである。

4. Remarks

Fig. 1 に実験値を ● 印で示したが、これと理論値と較べるとわかるように、この場合、修正された oscillator 型の中性子関数が他のものに較べて実験値とよく合う。このことは、この理論によって適切な中性子波動関数を識別できる可能性を示している。しかし文献 2 に見られるように、歪曲ポテンシャルを変更すると Woods-Saxon 型のものでも実験とあわせることができる。したがって、現在のところ、適切な波動関数についての結論は一義的でない。中性子波動関数については最近種々の計算がなされているが⁹⁾、将来、高いエネルギーまで歪曲ポテンシャルが確定すれば、中性子波動関数についてより詳しい知識が得られるであろう。また、わずかではあるが、いずれの歪曲ポテンシャルに対してもエネルギーが高くなると理論と実験の一致がよくなる傾向がみられる²⁾。これは、impulse 近似の立場から合理的な傾向であると思われる。最後に、DWBA の計算法との関係を明らかにすることが重要であると考えられるが、それについてはここではふれない。

References

- 1) TANIFUJI M.: *Phys. Lett.* **6** 276 (1963), *Nucl. Phys.* **58**, 81 (1964)
- 2) BUTLER S. T. et al.: *Ann. Phys.* **43**, 282 (1967), *Phys. Rev.* **162**, 1061 (1967)
- 3) CHEW G. F. and GOLDBERGER M. L.: *Phys. Rev.* **77** 470 (1950)
- 4) SELOVE W.: *Phys. Rev.* **101** 231 (1956)
- 5) BREIT G. and EBEL M. E.: *Phys. Rev.* **103** 679 (1956)
- 6) TOBOCMAN W.: *Phys. Rev.* **115**, 98 (1959)

- 7) ROSEN L. *et al.*: *Ann. Phys.* **34**, 96 (1965) 638 (1967)
- 8) PEARSON C. A. and COZ M.: *Nucl. Phys.* **82**, 545 (1966) PHILPOTT R. J., PINKSTON W. T. and SATCHLER G. R.: *Nucl. Phys.* **A119**, 241 (1968)
- 9) KAWAI M. and YAZAKI K.: *Prog. Theor. Phys.* **37**

第 5 部

アイソバリック・アナログ・ステイト

(座長：石松敏之 寺沢徳雄)

Part 5

Isobaric Analogue State

(Chairman : TOSHIYUKI ISHIMATSU and TOKUO TERASAWA)

1. 種々の核反応におけるアイソバリック・スピンの効果

東工大 理 武 谷 汎

1. Isobaric Spin Effects in Nuclear Reactions

HIROSHI TAKETANI

Tokyo Institute of Technology

Experimental aspects on the isobaric analog states in various nuclear reactions and transitions are briefly reviewed. Possibility of using these analog states as a powerful tool to investigate the nuclear structure is discussed. At the final section, the splitting of reaction strengths in single nucleon transfer reactions on singly or doubly closed shell nuclei with sizeable neutron excess is discussed in some detail. Possible isobaric spin effects involved are suggested.

1. まえおき

研究会の世話人の方から analog states に関する review をやってもらえないかとの依頼があり、お引き受けしては見たもののこれに関連する文献は 1962 年以來 膨大な数に上り、とても与えられた時間内にうまく要約できる自信はなかったが、ともかくも義務を果すつもりで一応の試みをしてみた。したがって大事な項目や文献を落したり説明不足の点も多々あると思うが、その場合には原論文を参照して戴くことにして御容赦戴きたい。以上の義務を果した上で、最後にわれわれがここ数年来とり扱ってきた doubly または singly closed shell(magic) nuclei に対する single nucleon transfer 反応における transfer strength の分岐の問題を、isobaric spin effects の見地から論じ問題点を提起したい。

2. Analog states 研究の立場

最近しばしば analog states に関してまだやることがあるのかという質問を受ける。これに対して即答する前にこれまでの研究を分類しわれわれがこれらの情報から何を期待し、かつ現在の段階でどこまで理解されているかを考えて見るのも無駄ではあるまい。Analog states の

研究の立場は大きく分けると次の2つのカテゴリーのどちらかに属するように思われる。すなわちまず

① Analog state それ自身の構造、生成のメカニズム等を研究する立場で、たとえば analog states の iso-spin purity, mixing といった問題がこれに属する。

もう一つの立場は

② Analog states の性質を利用して核構造、その他原子核物理の基本的問題を解明する。すなわち spectroscopic tool あるいはその他核物理における諸量研究の tool としてこれを大いに活用するという立場である。

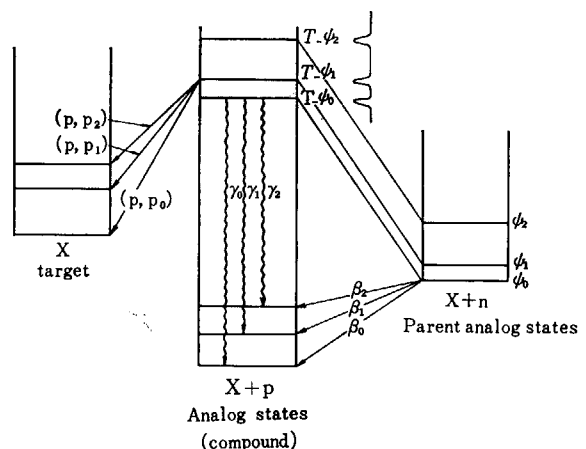


Fig. 1 A diagram showing the relationship between target states (X), analog states (X+p: T-ψ₀, T-ψ₁, ...) and parent analog states (X+n: ψ₀, ψ₁, ...).

②の立場(特に spectroscopic tool としての立場)を説明する1つの例として Fig. 1 を示す. この例ではターゲットを X としこれに可変エネルギーの陽子をあてて $(X+n)$ の系における low-lying states: $\psi_0, \psi_1, \psi_2, \dots$ の analog states $T-\psi_0, T-\psi_1, T-\psi_2, \dots$ を生成させる場合を示してある. 今 $T-\psi_1$ なる analog resonance を経て target X の励起状態へ陽子が非弾性散乱される場合: $(p, p_1), (p, p_2), \dots$ を考える. このような過程に対応する transition strength を測ることは $(X+n)$ なる系の励起準位 ψ_1 の core の部分から中性子を pick-up する場合と関係づけられる. すなわち励起状態を target にした (p, d) 反応が実質的に可能となる. (この問題については 3.2.2 でまたふれる) またこれは (p, p') 反応に限らず他の種々の analog states を通しての反応にも同様の議論が可能で, これまでの transfer 反応において, target 核の基底状態と残留核の基底または励起状態との関係しかつかなかったものが励起状態同士間の関係(spectroscopic factor)を直接求めることができるようになったというわけである.

またもう一つの例として $(X+n)$ の系のある状態, 例えば ψ_0 から $(X+p)$ の系への β 崩壊 $\beta_0, \beta_1, \beta_2, \dots$ を, analog resonance $T-\psi_0$ から同じ終状態への γ 遷移 $\gamma_0, \gamma_1, \gamma_2, \dots$ でおきかえる場合をあげる (Fig. 1 参照). この場合 β 線の連続スペクトルを γ 線の単一ピークにおきかえること, 実際には観測されないアイソマー以外の励起準位からの β 遷移を実質上実現しうること ($T-\psi_1, T-\psi_2, \dots$ からの γ 遷移によって) 等々種々の利点がある.

このように analog states を活用すれば原子核物理実験の活動範囲が一段と広まり, これまで実現できなかったような実験の可能性が出てきた. もちろん, このような②の立場を安心して進めてゆけるかどうかは①の立場による研究がじゅうぶんかどうかにかかっている. 現状ではこの事情はすべての点で明確であるとはいいい難いが, いくつかの場合についてはすでに明るい見通しが得られている. われわれとしては, ②の立場が一応安心して使える場合にはこれを積極的に活用して核構造その他の知識をふやすべきであるし, はっきりしない場合には①の立場からのデータをさらに集積して②の立場に対する適用限界を見極めていくべきであろう.

1966年に開かれた "Isobaric Spin in Nuclear Physics" の Conference の summary talk¹⁾で WILKINSON D. H. は次のようなコメントをしている. すなわち analog states に関する現在の段階はちょうど1950年代の始め BUTLER S. T. が stripping 反応に関する理論を出したことに似ている. そのころはこれが spectroscopic tool として本当に使えるかどうかは必ずしも明確ではなかったが, 現在ではその資格は一応認められるところまできた……と. 実際 stripping 反応が現在の地歩を固めるまでにはかなりの曲折があった. 当初は平面波のごく簡単な理論で多

くの l -value を決めることができたのはむしろ奇異というべきで, DWBA を実行することが可能となり一応 S -factor まで出せるようになるのに約10年かかった. 同様なことは analog states についてもいえるかも知れない. すなわち現在 rough な手続きを経て導いている種々の情報も結論としてはそう間違いないのかも知れない. われわれとしては絶えずより正しい取扱い方をあみ出していくべく長い努力を重ねていかねばならないのはもちろんのことだが…….

3. 現象面から分類した analog states

次に現象面から analog states を大きく2種に分類すると

- (i) discrete final state として現われるもの
- (ii) resonant intermediate state として現われるもの

ということになる. この各々について具体的な例のいくつかをとりあげ簡単に survey していきたい.

3.1. Discrete final states として現われるもの

3.1.1. (p, n) 反応

歴史的には ANDERSON たち²⁾により analog states が最初に発見された際の反応で, n を p でおきかえるというアナログ本来の見地からいえば最もこの現象を予想しやすい反応であるが, 実験技術の面から見れば $T-O-F$ を用いてもエネルギー分解能 ($\Delta E \geq 100$ keV) の点でいま一つ不じゅうぶんな実験が多いようである. よく知られているように target のアイソスピンを T_i とすれば final states として $T = T_i - 1$ (configuration states)³⁾, T_i (analog states)³⁾ $T_i + 1$ (double analog states)⁴⁾ の各準位が励起されうる. また同じく Anderson たちは $T_i = 1$ の target ($^{14}\text{C}, ^{18}\text{O}, ^{26}\text{Mg}$ 等) を用いての quasi-elastic (p, n) scattering により effective two body force の形: $V = V_{\sigma\tau} + V_{\tau} = (\vec{\tau}_0 \cdot \vec{\tau}_i)(b + a\vec{\sigma}_0 \cdot \vec{\sigma}_i)f(r_{0i})$ を具体的に求めている^{5), 6)}. (p, n) 反応による analog states を測る別の面白い technique として (p, n) 反応後の analog state より引き続いて放出される陽子 $[(p, n\bar{p})$ と書く] を検出する方法がある⁷⁾. この場合放出陽子のエネルギースペクトルを入射陽子のエネルギーを変えながらそのまま消さずに積み重ねていくと, \bar{p} のスペクトルのみ鋭いピークのままで生き残る (Fig. 2). 中性子の検出という困難さがなく同じ結果をもたらす反応として ($^3\text{He}, t$) 反応があるが断面積が著しく小さいのが難点である.

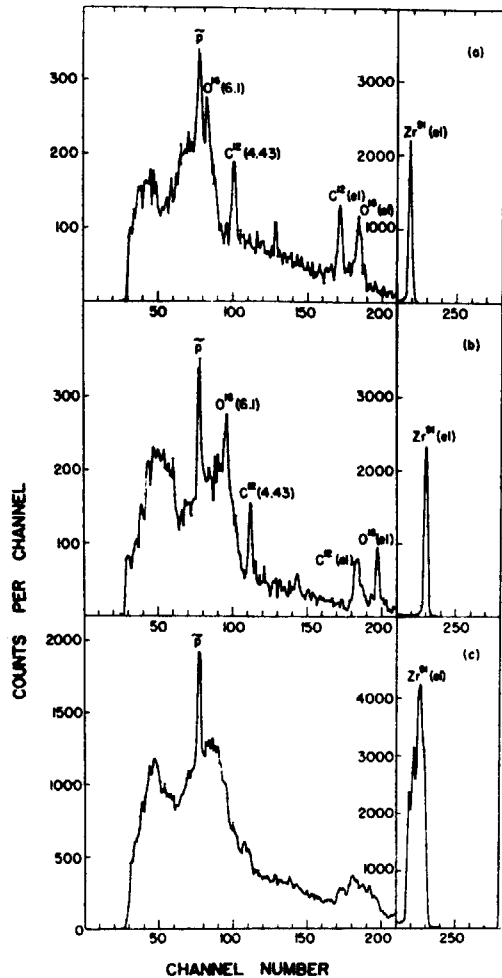


Fig. 2 (a) Proton spectrum resulting from the bombardment of ^{91}Zr with 12.35-MeV protons. (b) Proton spectrum resulting from the bombardment of ^{91}Zr with 12.95-MeV protons. (c) Sum of proton spectra corresponding to incident proton energies ranging from 12.35 to 12.95 MeV in steps of approximately 120 keV (from ref. 7)

3.1.2. Single nucleon transfer 反応

これに該当する反応として p stripping [(d, n), (^3He , d) etc.]^{9), 10)} および n pick-up [(p, d), (^3He , α) etc.]^{10), 11), 12)} が考えられる。前者に対しては n のフェルミレベルより上に p が入る場合、後者に対しては p のフェルミレベルより下から n がとり出される場合 isospin-splitting が起り single particle (hole) strength が $T_> (= T_i + 1/2)$ および $T_< (= T_i - 1/2)$ に分かれる (Fig. 3)。この splitting より isospin-dependent potential の大きさが分る。また各々に対応する spectroscopic factor $S_>$, $S_<$ については簡単で有用な French-Macfarlane の sum rule¹³⁾がある。それは n pick-up に対して

$$S_> = \frac{\pi_{nlj}}{N-Z+1}$$

$$S_< = \nu_{nlj} - \frac{\pi_{nlj}}{N-Z+1}$$

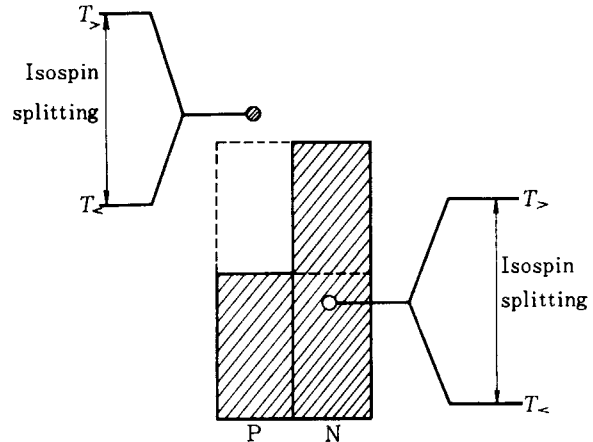


Fig. 3 Isospin splitting which occurs when a proton is added to the proton sea above the Fermi level of neutrons or a neutron is taken away from the neutron sea under the Fermi level of protons of the target nucleus.

p stripping に対して*

$$S_> = \frac{\bar{\nu}_{nlj}}{N-Z+1}$$

$$S_< = \pi_{nlj} - \frac{\bar{\nu}_{nlj}}{N-Z+1}$$

で与えられる。ここに N , Z は各々 target の中性子数および陽子数, π_{nlj} , ν_{nlj} は各々 target の (nlj) 軌道を占める陽子数, 中性子数の期待値, $\bar{\pi}_{nlj}$, $\bar{\nu}_{nlj}$ は同じく (nlj) 軌道に対する陽子 hole 数, 中性子 hole 数の期待値である。

Neutron excess のある閉核に対する nucleon transfer strength は $T_<$ の成分についてのみ強く分岐を起こす傾向が認められる¹¹⁾。これも一種のアイソスピン効果と見られ最後に少し詳しく取りあげて見たい。

3.1.3. Two and more nucleon transfer 反応

2個以上の核子が移行される反応では残留核の isospin T が $T \geq T_z + 2$ を満たすような過程が可能である。これに関しては CERNY たちの一連の (p, t), (p, ^3He), (^3He , ^6He) 等に関する仕事^{14)~16)}があり ~ 20 MeV に至る高い励起準位まで見事に測定している (Fig. 4)。このように T の高い準位の member が揃うと (たとえば $T=3/2$ quartets や, $T=2$ quintets の各々における T_z の異なる member のエネルギー値がきまると) isobaric mass formula: $M = a + bT_z + cT_z^2$ の妥当性というような基本的な問題もチェックすることができる^{17), 18)}。

3.2. Resonant intermediate statesとして現われるもの

3.2.1. 弾性散乱 (compound elastic scattering)

Analog resonance を経由する弾性散乱の中を励起関

* 文献 (13) の 171 頁 (7) 式の $S_>$, $S_<$ の表式は入れ替っている。

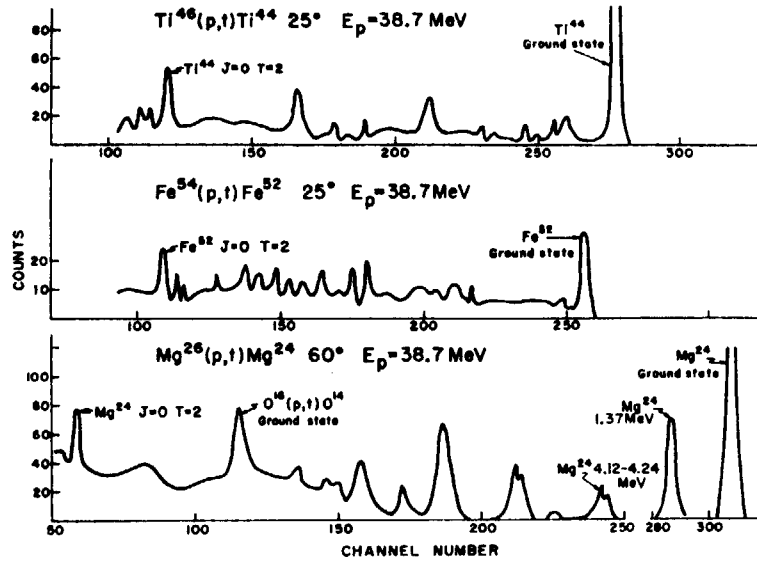


Fig. 4 Energy spectra for the (p, t) reaction on ²⁶Mg, ⁴⁶Ti, and ⁵⁴Fe at 38.7 MeV. The states labeled $J=0, T=2$ are analogs of the ground state of the corresponding $T=2$ isobar. (from ref. 14)

数をとることによって測定し、analog state に関する spectroscopic factor $S_{pp} = (2T_t + 1) \frac{\Gamma_{p^{lj}}}{\Gamma_{sp^{lj}}}$ を導く。

ここに T_t : target の iso-spin

$\Gamma_{p^{lj}}$: l, j を經由する proton partial width

$\Gamma_{sp^{lj}}$: 上に対応する single particle proton width

一方同じターゲットに (d, p) 反応をおこさせて parent analog states を励起し spectroscopic factor S_{dp} を導くと対応するレベルに関して $S_{pp} = S_{dp}$ が成り立つ。

したがって (d, p) 反応により得られる spectroscopic information は弾性散乱によっても得られることが予想され (d, p) 反応による方法に反応機構: DWBA の適用等の ambiguity があることを考えると analog resonance による方法のほうがすぐれているように見える。実際の実験例を見ると S_{pp} と S_{dp} の対応は満足すべきものが多いが¹⁹⁾, ¹³⁸Ba(p, p₀) の例²⁰⁾のように factor 2~3 の相違の出ているものもある。しかしこの場合も、optical model による透過係数 T_i をちゃんと計算しいわゆる absorption correction を施せばより正しい S_{pp} が得られるであろう。また (d, p) の data には分解能不足のため doublet を一本のレベルとして諸量を出していることもあり個々の場合につき詳細な検討が必要であろう。いずれにしても S_{pp} の正しい取扱いを探究していけばこれの spectroscopic tool としての見通しは明るいものと思われる。

3.2.2. 非弾性散乱: (p, p') 反応

Analog resonance を經由する (p, p') 反応における放出陽子のスペクトルを詳細に分析すると、各 shell-model

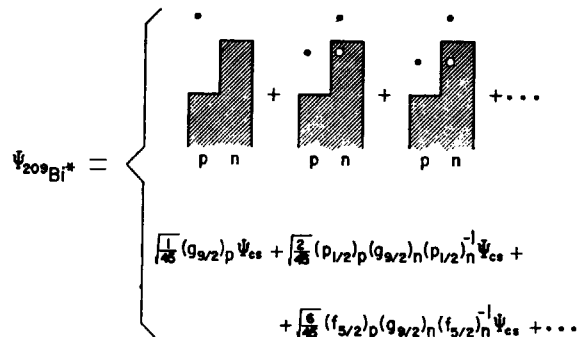


Fig. 5 Schematic diagram showing the particle representation of the analog of the ground state of ²⁰⁹Pb. The figure shows on the first three terms for the configuration of the wave function of the $g_{9/2}$ analog state in ²⁰⁹Bi. The remaining terms are (proton, neutron hole) configurations of $3 p_{3/2}, 1 i_{13/2}, 2 f_{7/2}$, and $1 h_{9/2}$, coupled to the $g_{9/2}$ neutron. These remaining terms are two-particle-one-hole configurations similar to the second and third term as shown. The wave functions shown must still be antisymmetrized. The proton and neutron hole are coupled to be zero. (from ref. 21)

orbit に関する中性子 particle-hole レベルを浮きぼりにすることができる。この事情を以下に簡単に説明する。

ターゲットに陽子を加えてできる analog state Ψ_A はその parent analog state Ψ_{PA} を用いて次のように表わすことができる。

$$\Psi_A = \frac{1}{(2T_t + 1)^{1/2}} T^- \Psi_{PA} = \frac{1}{(2T_t + 1)^{1/2}} (\sum_i t_i^-) \Psi_{PA}$$

ここに T_t : target の isospin

t_i : 粒子 "i" に作用する isospin-lowering operator

である。

これを具体的な例 ²⁰⁸Pb をターゲットにして陽子をあて analog resonance を起こさせる場合にあてはめて見

よう. たとえば ^{209}Pb の基底状態 $\{^{208}\text{Pb}+(g_{9/2})_n\}$ の analog を生じた場合を Fig. 5 に schematic に示した. この図で $\Psi_A = \Psi_{^{209}\text{Bi}^*}$ の第2項以下は $N=126$ 以下の orbit に存在する中性子に対して t_i を次々と作用させたものに対応する. かくして第2項は $p_{1/2}$ orbit に対する p-n particle-hole 状態 $\times(g_{9/2})_n$, 第3項は $f_{5/2}$ orbit に対する p-n particle-hole 状態 $\times(g_{9/2})_n \dots$ となる. この第2項に相当する状態から $p_{1/2}$ proton が p' として放出されると後に $(g_{9/2})_n(p_{1/2})_n^{-1}$ で表わされる particle-hole states が残り, 同様に第3項からは $(g_{9/2})_n(f_{5/2})_n^{-1}$ なる states が残るといわけである. 実際にこのような目的でおこなわれた $^{208}\text{Pb}(p, p')^{208}\text{Pb}^*$ の放出陽子のスペクトル²¹⁾の例を Fig. 6 に示す. $g_{9/2}$ analog resonance だけでなく $d_{5/2}$ -, $s_{1/2}$ -, $g_{7/2}$ -, $d_{3/2}$ -analog resonance における陽子の詳細なスペクトルも刻明に得られている. $^{138}\text{Ba}(p, p')^{138}\text{Ba}^*$ においても同様な観点から analog resonance における放出陽子の観測がなされ²²⁾ $^{137}\text{Ba}(d, p)^{138}\text{Ba}$ および $^{137}\text{Ba}+p$ の analog resonance のデータと比較することにより $^{138}\text{Ba}^*$ の多くの準位について J^π , shell model-con-

figuration の推定がなされている. Fig. 6 に示したような複雑なスペクトルでも以上のような particle-hole state の観点から注意深く観測して行くと驚く程多くの準位について assignment ができてしまうのは大へん印象的である. この方面に関するこれからの問題はこれ等の (p, p') 反応にともなう γ 線を測ることであろう. これによって J^π , shell-model configuration に関するより正確な情報が得られるであろう. このような particle-hole states の源となる analog state configuration はまさに doorway configuration であり核反応の microscopic な記述に対する貴重なデータをこれからも多量に提供してくれるものと思う.

3. 2. 3. (p, n)(p, d) 反応

一般に analog resonance を経由しての n-decay および α -decay の channel は isospin forbidden なので, これらの yield は analog 準位の isospin impurity を調べる手がかりを与える. このような意味でこれらの過程が

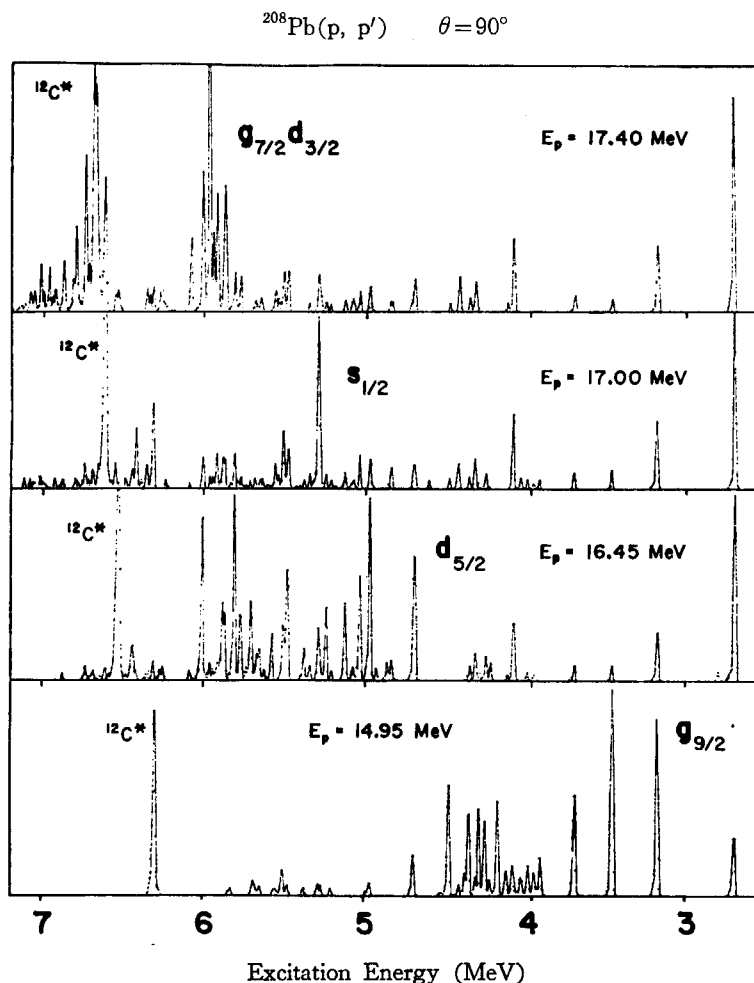


Fig. 6 Inelastic proton spectra taken at 90° near the $g_{9/2}$ analog resonance, $E_p=14.95$ MeV; the $d_{5/2}$ analog resonance, $E_p=16.45$ MeV; the $s_{1/2}$ analog resonance, $E_p=17.0$ MeV; and the $g_{7/2}-d_{3/2}$ analog resonance, $E_p=17.4$ MeV. The ground state elastic proton group was deleted from this figure in order to expand the region of interest. (from ref. 21)

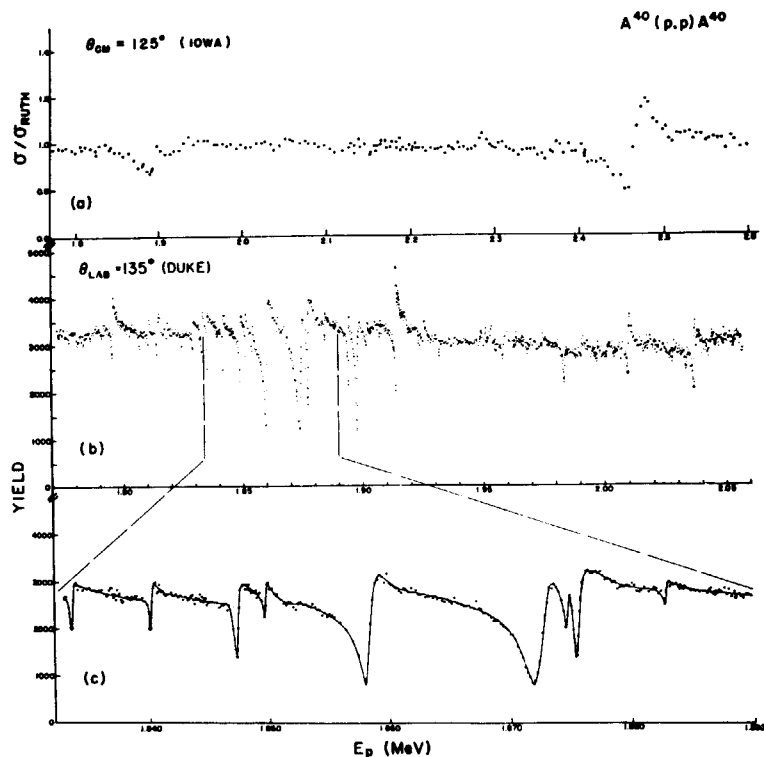


Fig. 7 Elastic proton yield from $^{40}\text{A}(p,p)^{40}\text{A}$.

(a) Data of Iowa State University taken with a 6 keV target, for comparison. (b) Duke data from 1.77 MeV to 2.05 MeV. (c) Expansion of present data near the 1.87 MeV analog resonance. (from ref. 26)

次にとりあげる微細構造とからむ場合特に詳しい情報が isospin mixing について得られるであろう。

3.2.4. Analog resonance の微細構造

1962年のLANE, SOPERの論文²³⁾によると isobaric analog states の中は $A > 80$ に対して A に無関係に約 200 keV と estimate されている。実際に観測された analog resonance は、やはりこの程度の広がりを持った gross structure を示しているが 1 keV 程度以下の高分解能で励起関数をとると実はこの resonance は微細構造を持っており、これらの envelope が上のような gross structure を示していることが分かってきた^{24), 25), 26)}。中でも Duke University グループの仕事^{26), 27)}は高分解能実験技術の最高峰をいくもので、液体ヘリウムで冷却できる cryogenic target chamber を用い ^{40}Ar ガスターゲットに対して over-all energy resolution として 200~250 eV を得ている。この実験における典型的な励起関数を Fig. 7 に示す。このような微細構造は analog state ($T_> = T_z + 1$) 近傍における normal state ($T_< = T_z$) の enhancement と解釈され isospin-mixing の程度を示すものである。理論的にはこの現象は analog state ($T_>$) における fine structure ($T_<$) width と mixing のない場合の純粋な fine structure width との干渉の結果であると見なされる^{28), 29)}。実際観測された微細構造においては analog resonance エネルギーより低い側のほうが高い側よ

りもより強い enhancement を示している。つまり analog resonance はその近傍において fine-structure level ($T_<$) を増幅しているわけでレベル間の相互作用に対して新しい情報を提供する可能性を示している。

3.2.5. Isospin forbidden resonance

これまでとりあげて来た isobaric analog state の中は励起エネルギーが高い割にはシャープでありこの理由としてその decay channel の中 (p, n), (p, α) らが isospin forbidden で閉ざされているため比較的安定な準位として存在しうるからだとされている。しかしこの analog state の formation channel は isospin allowed であるため decay channel として少なくとも formation 過程と同じ (p, p) の channel は allowed なのであるから decay の方もそれほど完全に禁止されているわけではない。

一方 Rutgers の TEMMER ら³⁰⁾は 1p 乃至 sd shell における $T=0$ の核 ^{12}C , ^{16}O , ^{24}Mg , ^{28}Si にタンデムからの陽子をあてて $T=3/2$ の準位を励起している。この過程は formation の過程においてすでに isospin forbidden で、decay に対してもその (p, n) threshold が高いこと、残留核の $T=1$ 準位よりも resonance が下にあることなどのために decay channel としてわずかに γ -decay のみが残されることになりこの観測された幅は非常に小さく恐らく 100 eV のオーダーであろうとされている。このようなシャープな resonance を Duke におけ

ような高分解能系で測定すればその isospin mixing 等の詳細な情報が得られるであろう。また普通の analog state のエネルギー値に関するデータは Coulomb displacement energy から予想されるエネルギー値に略々 100 keV の範囲内で合っていることを示しているが細かい systematic な変動もあり shell-effect 等の見地から論議されている³¹⁾。このような細かい変動の systematics も特別にシャープなこれらの isospin forbidden resonance のデータを使えばより正確な論議ができるであろう。また Stanford の HANNA S. S. らは同様の方法で $T_2=0$ の核において $T=2$ の準位を見だしている³²⁾。彼らの取り扱った反応は $^{19}\text{F}+p \rightarrow ^{20}\text{Ne}^*$, $^{23}\text{Na}+p \rightarrow ^{24}\text{Mg}^*$ で, cascade に放射される $\Delta T=1$ の γ transition 測定することにより確かめている。また彼らは同時に第2章に述べた意味で double β decay に対応する $\Delta T=2$ の γ transition が禁止されているということ始めて実験的に確かめた。

3. 2. 6. γ decay

Analog resonance の γ decay は第2章においてすでに述べたように parent analog state からの β decay に対応し, spectroscopic tool として連続スペクトルを示す β decay に比べて有利な点が多い, β decay の許容度 $\leftrightarrow \gamma$ decay の多重極度, 得られる nuclear matrix element (N. M. E.) の対応は

β	γ	N. M. E.
allowed	$\leftrightarrow M1$	$\langle \sigma \rangle$
1st forbidden	$\leftrightarrow E1$	$\langle \tau \rangle$

で現在までの実験例は上の二つ ($E1$, $M1$) に限られている^{33), 34), 35)}。

この分野での実験例はまだ少なく大型 Ge(Li) 検出器の出現とともにこれからいろいろと興味ある話題を提供してくれるものと思う。ただし気にかかることは特に比較的軽い核 (=neutron excess が少ない) において顕著なように 3. 2. 4. で述べたような analog state 自身の微細構造があり, 高分解能の実験を行なう場合この微細構造の各々において果して T がどれだけ pure であるかという問題である。(微細構造全体を含む低分解能の実験においても同種の疑念は残る)このため本当に β decay をそのまま γ decay に変換したことになるのかどうか, したがって nuclear matrix element の対応も正しく現われるかどうか疑問が出て来る。しかしむしろこのような問題はこれからのより詳細な実験データにまつべきであろう。

Analog state の γ decay についてはこの研究会でもこの種の実験の元々の提案者である藤田, 坂井両氏³⁶⁾のお話があり詳しいレポートも提出されることが予想されるのでこれ以上ふれないことにし Fig. 8 に江尻氏による³⁴⁾ ^{141}Pr における $E1$ transition の Ge(Li) 検出器によるスペクトルを示すとどめる。

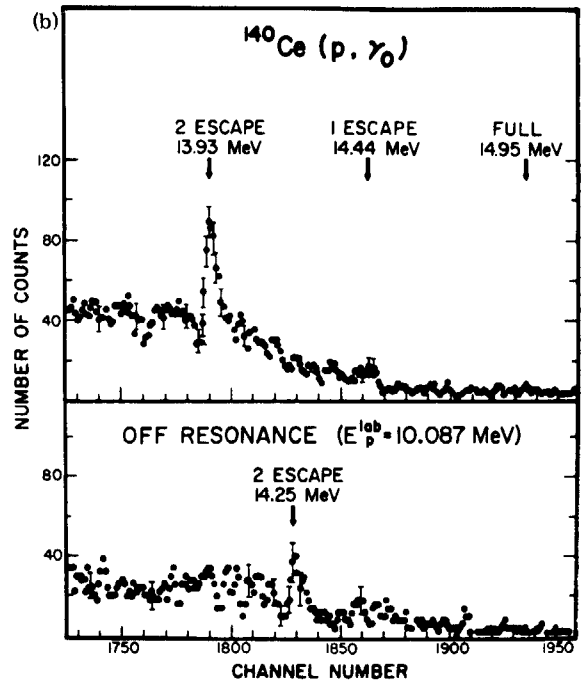


Fig. 8 Expanded energy spectra of the ground-state transition (γ_0) at $E_p^{\text{lab}}=9.768$ MeV ($2f_{7/2}$ resonance) and at $E_p=10.087$ MeV (off resonance) in ^{141}Pr at $\theta=90^\circ$. (from ref. 34)

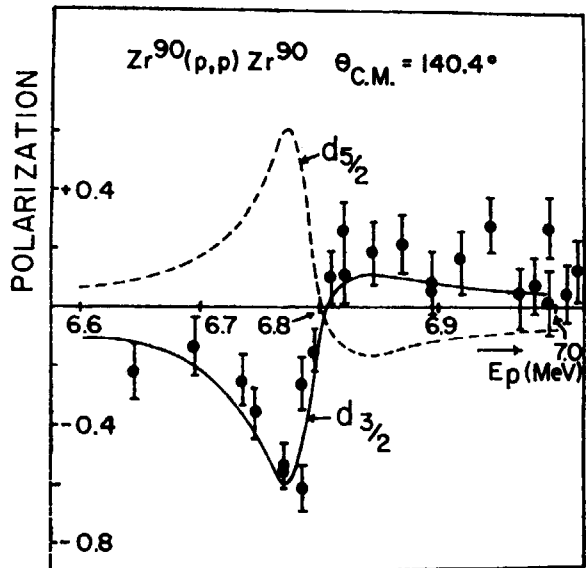


Fig. 9 Polarization versus incident proton energy for $^{90}\text{Zr}(p,p)^{90}\text{Zr}$ at a centre-of-mass angle of 140.4° . The bracketed points are the data of Moore and Terrell. (ref. 38) The solid curve is a calculation assuming a $d_{3/2}$ resonance at a proton energy of 6.78 MeV with $\Gamma_p=15$ keV and $\Gamma=55$ keV. The dashed curve is a corresponding calculation for a $d_{5/2}$ resonance. (from ref. 37)

3. 2. 7. Analog resonance における polarization

Optical model より導かれる 散乱振幅と single-level resonance formula とを組み合わせ analog resonance 前後での陽子の弾性散乱の polarization を計算するとその

resonance の j -value に特徴的な pattern が現われる³⁷⁾. 一般に analog resonance の l -value はいくつかの散乱角で励起関数をとることにより求められるがそれが $j = l \pm 1/2$ のいずれであるかはこれではきまらない. 一般にいろいろなタイプの実験で l は容易に求められても j を unique に出すことは難しいことが多いのでこの polarization の実験は spectroscopic tool として注目すべきものといえる. Fig. 9 に MOORE ら³⁸⁾によっておこなわれた $^{90}\text{Zr}(p,p)^{90}\text{Zr}$ における polarization の測定結果を示した. ここに示すように $d_{3/2}$ と $d_{5/2}$ の相違は歴然としており混同の恐れはない. このため j -assignment だけが目的の場合は resonance 前後の数点の測定だけで事足りるものと思われる.

以上で本稿の review-talk の部は終りであるが以上に述べた, いわば spectroscopy proper な問題以外でもいくつかの基本的な問題に analog state の簡単な性質が利用されている.

たとえば transition region の原子核においては excited 0^+ state が ground 0^+ state と deformation が大きく異なる場合があるがこれを analog state のエネルギーの Coulomb displacement energy から予想される値からのズレ (~ 100 keV) から導く試み³⁹⁾がある. また NOLEN *et al.* や BETHE *et al.* は, やはり analog state のエネルギーから原子核の中の中性子分布の r. m. s. 半径は陽子分布の r. m. s. 半径よりもいくらか大きいという結論を得ている⁴⁰⁾.

4. Excess neutron のある閉核に対する single nucleon transfer strength の分布

われわれはここ数年来魔法数の中性子を持つ中重核に対する中性子 pick-up 反応により残留核の約 13 MeV に至る励起状態を系統的に調べているが, その結果 spectroscopic factor の分布に注目すべき特徴のあるのに気付いた¹¹⁾. ここでは中性子数が magic の核に対しては陽子数が magic であるか否かにかかわらず少なくとも定性的にはこれらの特徴が一種のアイソスピン効果として説明できること, また陽子数が magic の核では中性子数が magic でなければ同じ特徴が見られないことを紹介したい.

今問題を不必要に複雑にさせないために $N > Z$ かつ中性子数, 陽子数ともに magic であるような核をターゲットにしてこれに陽子をつつけるかまたはこれから中性子をつつ抜く反応を考える. 具体的にはターゲットとして $^{48}\text{Ca}_{28}$, $^{208}\text{Pb}_{126}$ らがこれに該当し不完全ながらこれに近いものとして $^{88}\text{Sr}_{50}$, $^{90}\text{Zr}_{50}$, $^{92}\text{Mo}_{50}$, $^{138}\text{Ba}_{82}$, $^{140}\text{Ce}_{82}$, $^{142}\text{Nd}_{82}$ らがあげられる. 反応としては中性子 pick-up 反応として (p, d), 陽子 stripping 反応として (^3He , d) をとりあげたい. このような過程で陽子が各 shell-model orbit に収まるかあるいは中性子が抜き取ら

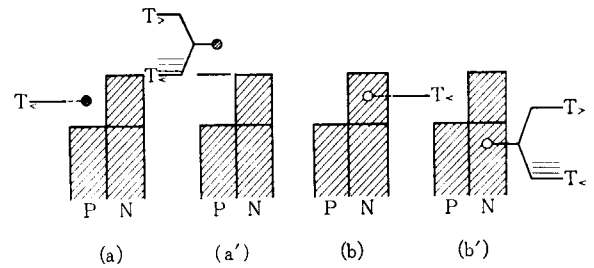


Fig. 10 Distribution of the transfer strengths in single nucleon transfer reactions.

(a), (a'): proton stripping reactions.

(b), (b'): neutron pick-up reactions.

(see text for further detail)

れると, もし残留相互作用がなければ結果として残留核に pure single particle (hole) state として各 orbit に一つずつのレベルが現われるだけに止まるであろう. ところが実際は残留相互作用の存在のために各 shell-model orbit に対する transfer strength (spectroscopic factor) は複雑な分岐を起こす. この分岐の仕方を少し詳しく観察してみたい. 今上記のようなターゲットに (^3He , d) 反応をおこなって陽子をつつけた場合を Fig. 10, (a), (a') に, (p, d) 反応によって中性子を抜き取った場合を (b), (b') に各々 schematic に示した. ここで a, b はともに中性子および陽子のフェルミレベルにはさまれた部分の orbit に関する場合, a' は中性子のフェルミレベルより上の orbit に陽子が入る場合, b' は陽子のフェルミレベルより下から中性子がとり出される場合を示す. 実験結果を要約すれば a, b に関しては結果のレベルは非常に簡単で各 shell model orbit に $T_{<}$ に相当する 1 本ずつのレベルしか現われず, したがって S factor は各々 full に近い. 一方 a', b' の場合は 3.1.2. においてもふれたように各 orbit に対する S -factor は French-Macfarlane の sum rule に従ってまず $S_{>}(T_{>} = T_0 + 1/2)$ および $S_{<}(T_{<} = T_0 - 1/2)$ に分かれる (isospin splitting). すなわち異なる orbit j_1, j_2 に一個ずつ核子が入り 1 つの二体系を形造る場合を考え $\overline{E}^{(2)}$ をこれによるいくつかの準位の重心のエネルギー, $\Delta E^{(2)}$ を $T=1$ と $T=0$ の各重心エネルギーの差とする⁴¹⁾. そうすると 1 個の j_2 核子と n 個の j_1 核子系: $(j_1^n)_{j_1 T_0}$ との相互作用はその monopole part のみをとると

$$H_{\text{Int}}^{(\text{monopole})} = n\overline{E}^{(2)} + \Delta E^{(2)}(\vec{T}_0 \cdot \vec{t})$$

したがって $n+1$ 個の核子系のエネルギーは

$$E^{(n+1)} = n\overline{E}^{(2)} + \frac{\Delta E^{(2)}}{2} \left\{ T(T+1) - T_0(T_0+1) - \frac{3}{4} \right\}$$

となり T についての平均をとると ($2T+1$ の weight をかけて足すと)

$$\overline{E}^{(n+1)} = n\overline{E}^{(2)}$$

$T_{>} = T_0 + \frac{1}{2}$, $T_{<} = T_0 - \frac{1}{2}$ を考慮すれば

$$E_{T_{>}}^{(n+1)} - E_{T_{<}}^{(n+1)} = \frac{(2T_0+1)\Delta E^{(2)}}{2}$$

TABLE I

The L_n values and spectroscopic factors from the $^{90}\text{Zr}(p, d)^{89}\text{Zr}$ reactions. Spectroscopic factors C^2S_{exp} normalized such that $\sum C^2S_{\text{exp}} (J^\pi = \frac{3}{2}^+)$ is equal to 10 were extracted with the effective binding energy procedure. For levels of which the J value is not certain, the two possible J values are indicated in brackets; those indicated on the left are more probable and were used to extract the spectroscopic factors. Errors in C^2S_{exp} are probably within 15% except for those with asterisks for which they are 25%. Errors in E_x are all 0.02 MeV. (from ref. 11)

$E_x(\text{MeV})$	L_n	J^π	T	C^2S_{exp}	$\sum C^2S_{\text{exp}}$	C^2S_{th}
0	4	$\frac{3}{2}^+$	$\frac{3}{2}$	9.5		
2.76	4	$\frac{3}{2}^+$	$\frac{3}{2}$	0.41	10	10
9.04	4	$\frac{3}{2}^+$	11/2	0.077*		
0.590	1	$\frac{1}{2}^-$	$\frac{3}{2}$	2.1		
8.11	1	$\frac{1}{2}^-$	11/2	0.13		
1.09	1	$\frac{3}{2}^-$	$\frac{3}{2}$	2.7		
1.72	1	($\frac{3}{2}^-$, $\frac{1}{2}^-$)	$\frac{3}{2}$	0.27*	6.0	6
1.86	1	($\frac{3}{2}^-$, $\frac{1}{2}^-$)	$\frac{3}{2}$	0.42		($J = \frac{1}{2}$ and $\frac{3}{2}$)
3.34	1	($\frac{3}{2}^-$, $\frac{1}{2}^-$)	$\frac{3}{2}$	0.12		
9.62	1	$\frac{3}{2}^-$	11/2	0.26		
1.45	3	$\frac{5}{2}^-$	$\frac{3}{2}$	4.0		
2.10	3	($\frac{5}{2}^-$, $\frac{7}{2}^-$)	$\frac{3}{2}$	1.1		
3.02	3	($\frac{5}{2}^-$, $\frac{7}{2}^-$)	$\frac{3}{2}$	0.52*	7.4	6
3.54	3	($\frac{5}{2}^-$, $\frac{7}{2}^-$)	$\frac{3}{2}$	0.42		assuming
3.76	3	($\frac{5}{2}^-$, $\frac{7}{2}^-$)	$\frac{3}{2}$	0.43		$J = \frac{5}{2}$ only
4.10	3	($\frac{5}{2}^-$, $\frac{7}{2}^-$)	$\frac{3}{2}$	0.27*		
9.86	3	$\frac{5}{2}^-$	11/2	0.62		
12.15	3	($\frac{7}{2}^-$)	11/2	0.12*	0.12 ($C^2S >$ only)	0.73 ($C^2S >$ only)

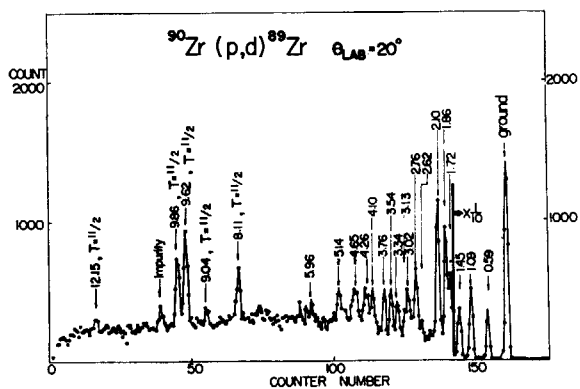


Fig. 11 A deuteron spectrum from the reaction $^{90}\text{Zr}(p, d)^{89}\text{Zr}$. (from ref. 11)

となりこれが isospin splitting である。

かくして isospin dependent interaction (Lane term) の大きさ $\overline{\Delta E}^{(2)}$ は実験より得られた analog state ($T_>$) のエネルギーと configuration states ($T_<$) の重心のエネルギーの差として求められる。この値はもちろん原子核によっても、あるいは同じ原子核でも j によって異なるが $\overline{\Delta E}^{(2)} \times A$ (質量数) はだいたい原子核によらず一定に近い値 ($\approx 120 \sim 130$ MeV) を示している。このようにして各 j に対する single particle (hole) strength は少なくとも 2 本に分かれるが、実は $T_<$ の単位はさらに細かく分岐 (fragmentation) を起こしているのに気付く。

この点を $^{90}\text{Zr}(p, d)^{89}\text{Zr}$ のデータ¹¹⁾につき詳しく検討してみよう。Fig. 11 に得られた ^{89}Zr に対する生のスペクトルを Fig. 12 に、これを解析して得られたレベルス

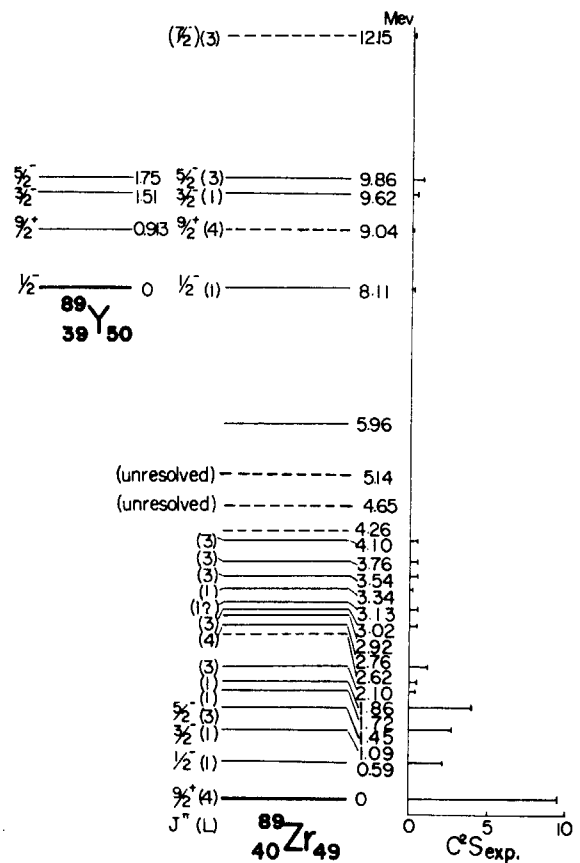


Fig. 12 Level scheme of ^{89}Zr from the $^{90}\text{Zr}(p, d)^{89}\text{Zr}$ experiment. Some of the low-lying states in ^{89}Y are indicated to show the correspondence to the analog levels. Spectroscopic factors C^2S_{exp} are also shown. (from Ref. 11)

キームを示す。これらの資料よりはっきりしたことは $1g_{9/2}$ -, $2p_{1/2}$ -, $2p_{3/2}$ -, $1f_{5/2}$ - hole state が強く励起されており analog state ($T_>$) と configuration state ($T_<$) へ予想通りの分岐が起こっていることである。 $1g_{9/2}$ に対する 9.04 MeV の analog state が僅かしか励起されていないのは Fig. 10, b, b' に示したような意味で $1g_{9/2}$ orbit に陽子がほとんどないことを示している*。このように analog states はその parent analog ^{89}Y の low-lying level との対応もはっきりしており単純であるが configuration states のほうは数多くの細かいレベルが存在し

て、その素性がはっきりしない。しかし DWBA 解析によって得られた各レベルの l -value, spectroscopic factor (TABLE 1) よりこれらの細かいレベルの大部分が上にあげた4つの single hole $T_<$ strength の分散したものと見なすことができる。このような $T_<$ states の fragmentation を説明する1つの試みを以下に簡単に紹介する^{11), 41), 42)}。

今 ^{90}Zr の $2p_{3/2}$ orbit より1個中性子が pick-up された場合を考える。残留核 ^{89}Zr の波動関数を schematic に書くと

$$\begin{aligned}
 & \left[\begin{array}{c} 50 \\ 40 \\ \hline \end{array} \begin{array}{c} g_{9/2} \\ p_{3/2} \\ p_{3/2} \end{array} \right]_{^{89}\text{Zr}(3/2^-)} = \sqrt{\frac{1}{11}} \left\{ \sqrt{\frac{1}{11}} \left[\begin{array}{c} \text{---} \\ \text{---} \\ \hline \end{array} \right] + \sqrt{\frac{10}{11}} \left[\begin{array}{c} \bullet \\ \text{---} \\ \hline \end{array} \right] \right\}_{T_> = 11/2} \\
 & + \sqrt{\frac{10}{11}} \left\{ \sqrt{\frac{10}{11}} \left[\begin{array}{c} \text{---} \\ \text{---} \\ \hline \end{array} \right] - \sqrt{\frac{1}{11}} \left[\begin{array}{c} \bullet \\ \text{---} \\ \hline \end{array} \right] \right\}_{T_< = 9/2}
 \end{aligned}$$

となり configuration state ($T_<=9/2$) の成分を表わす第2項の内訳に示されている通り、これには $^{90}\text{Nb}_{49}$ 核に $2p_{3/2}$ p -hole を生じたものが成分として含まれておりこの中で $1g_{9/2}$ p - n particle-hole pair が $J_0=0$ ($T_0=5$) に couple したものと $J_0 \neq 0$ ($T_0=4$) に couple したものがある {analog state ($T_>=11/2$) には $J_0=0$ ($T_0=5$) しか関与し得ないことに注意}。この $J_0 \neq 0$ ($T_0=4$) の core に $2p_{3/2}$ p -hole が couple してできる準位を “core-polarization” states⁴³⁾ と呼びこの中で同じ $J^\pi=3/2^-$ を与えるケースは $J_0=1, 2, 3$ の3つである。これ等の準位はすべて元々の $2p_{3/2}$ n -hole state に対して電荷が保存するように n - p 交換をただで nucleon configuration としては全く同じであることに注意したい。このような準位は (p, d) 反応の際 $2p_{3/2}^{-1}$ の $T_<$ 成分に mix し transfer strength はこれらの準位にいくらか流れ込むであろう。かくして $(p_{3/2}^{-1})_n$ 成分の全 spectroscopic factor $\sum S=4$ は1本の analog state ($T_>$) と4本の configuration state ($T_<$) に分散することになる。Fig. 13 にこの transfer strength の分散を図式化した。 (p, d) 反応により作られた $p_{3/2}$ の中性子-hole と core との coupling が弱いときは図の実線で示すような約 8.5 MeV の間かくを持った isospin doublet ができるだけであるが coupling が弱くないときは “core-polarization” states が一種の giant resonance の現象で $T_<$ state に mix する。 $g_{9/2}$ p - n particle-hole pair によって決定される core states においては $T_0=4, J_0 \neq 0$ の状態が $T_0=5, J_0=0$ の状態よりも図に示すように低く出る。この core states に $p_{3/2}$ -hole を couple させて、 $T_<=9/2$ の状態を作る場合、 $(\vec{T}_0 \cdot \vec{t})$ 相互作用によってそのエ

ネルギーは $T_0=4$ の状態に couple させると高いほうに移動し $T_0=5$ の状態に couple させると低いほうに移動する。このように “core-polarization” states が weak-coupling の場合の $T_<$ state の上に出るか下に出るかは上記の2種の相互作用の大小関係のかねあいによる。 ^{89}Zr のデータは $J_0=0 \rightarrow J_0 \neq 0$ による準位の “下がり” よりも $(\vec{T}_0 \cdot \vec{t})$ 相互作用による “上がり” のほうが大きいことを示している。この他の orbit に関しても同様の議論が成り立つ。一般に $n l j$ -orbit より中性子が pick-up される場合 (かつ同じ orbit に陽子が存在する場合), その transfer strength は1本の $T_>$ state と $2j+1$ 本の

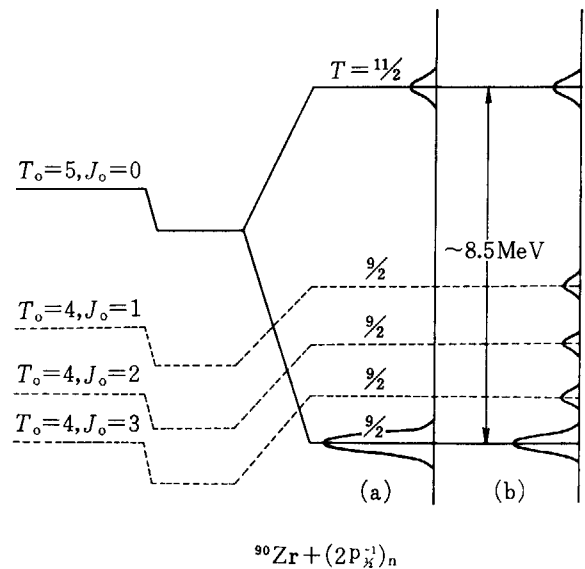


Fig. 13 A diagram which shows the way how the $2p_{3/2}$ -neutron pick-up strength is divided into several components.

- (a): The splitting due to isospin splitting only.
- (b): The splitting due to isospin splitting and core polarization effects.

(see text and ref. 11 for further detail)

* 実際この spectroscopic factor 0.077 に French-Macfarlane の sum rule を適用すると ^{90}Zr の基底状態における $(g_{9/2})_p^2$ の確率は 42% となり正しい値とされている 37% と consistent である。

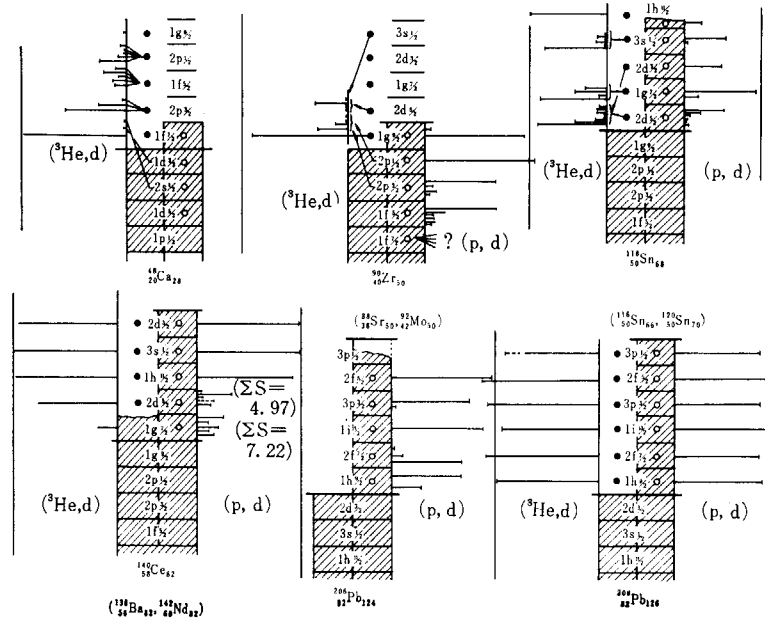


Fig. 14 The distribution of spectroscopic factors in the $(^3\text{He},d)$ and (p,d) reactions on singly and doubly magic nuclei. Spectroscopic factors corresponding to the individual shell-model orbits are shown by the lengths of horizontal lines. The positions of these horizontal lines do not necessarily correspond to the excitation energies. Vertical lines which separate different nuclei show the limits of full spectroscopic factors. Data are taken mainly from ref. 11, 44, 45, 47, 48 etc.

$T <$ states に分かれる*。

他の原子核に目を転じてみよう。N=81 および N=125 の中性子 hole state に関しては八木氏らの $^{140}_{58}\text{Ce}_{82}$ (p,d) ^{139}Ce および $^{208}_{82}\text{Pb}_{126}$ (p,d) ^{207}Pb のデータ⁴⁴⁾ がある。 ^{139}Ce に対しては中性子の 51~82 間の shell model orbit に対する hole states の中、陽子がいくらか存在する orbit: $2d_{5/2}$, $1g_{7/2}$ を除いて $T <$ state に対する transfer strength はすべて 1 本のレベルに集中している。また ^{207}Pb においては N=83~126 間の 6 種の orbit に関してすべて $T <$ transfer strength は各々 1 本のレベルに集中している。

$(^3\text{He},d)$ 反応に関してはたとえば石松氏らの $^{138}_{58}\text{Ba}_{82}$, $^{140}_{58}\text{Ce}_{82}$, $^{142}_{60}\text{Nd}_{82}$ ターゲットに対するデータ⁴⁵⁾ がある。この場合分岐することが予想される 82 以上の orbit に関する proton states は観測されていないが 51~82 間の $T <$ transfer strength に関しては幾つかの例外を除いて各々 1 本のレベルに集中している。

以上は中性子閉核に対する single nucleon transfer strength の分岐に関する 1 つの有力な説明であるが他にも可能な説明がないであろうか？ たたとえば 2^+ , 3^- 等の collective core states に single particle (hole) が couple して分岐を起こすものとは考えられないだろうか？——この説明は次にあげる 2 つの理由によって少なくとも中性子閉核に対する一核子遷移反応に対しては有力ではない

と思われる。

- ① “core polarization” theory によると $T >$ (analog) state は分岐せず $T <$ state のみがいくつかに分岐する。一方 collective state との coupling では $T >$ state も分岐してよいはずである。 $^{90}\text{Zr}(p,d)^{89}\text{Zr}$ のデータ (l -value, spectroscopic factor) は前者を支持している。
- ② ^{90}Zr , ^{140}Ce , $^{208}\text{Pb}(p,d)$ のデータにおいては、陽子のフェルミレベル以下の orbit から中性子が pick-up される場合のみ強くレベルの分岐をおこしている ($^{208}\text{Pb}(p,d)$ に関しては、連続スペクトルとなってピークとしては観測されていない)。これはこのような場合にのみ、関係する orbit において $p \leftrightarrow n$ exchange が可能でしたがって “core-polarization” states の存在が可能なためである。collective state との coupling ではこのような現象は説明できない。 ^{138}Ba , ^{140}Ce , ^{142}Nd , ^{208}Pb ($^3\text{He},d$) における簡単なレベルの特性も上記のことを支持している。

これまでの閉核 (中性子数または陽子数のいずれかまたは両方が魔法の数をもつ核に対して) に対する (p,d) および ($^3\text{He},d$) 反応の transfer strength の分布のデータを簡単に図式化したものを Fig. 14 に示す*。これらはいずれも 20, 28, 50, 82, 126 の魔法数に関するもので陽子数, 中性子数とも magic の場合といずれか片方のみ

* $1g_{9/2}$ $T <$ states として 2 本出ているのは target state $^{90}\text{Zr}_{2nd}$ に $(p_{1/2})^2$ のあいている確率が 37% ほどあり、そこで $n-p$ hole-particle pair を作り得るため。これが全然あいていなければ 1 本だけしか出ないはずである。

* これまでに欠けていた $^{48}_{20}\text{Ca}_{28}$, $^{88}_{38}\text{Sr}_{50}$, $^{92}_{42}\text{Mo}_{50}$, $^{138}_{56}\text{Ba}_{82}$, および $^{142}_{60}\text{Nd}_{82}$ に対する (p,d) 反応のデータは最近われわれによって得られた⁴⁶⁾。Preliminary な解析によるといづれもやはり定性的には上記のような特徴が認められる。

magicである場合がある。まず中性子数が magic である様なターゲットに対する S -factor の分布は大体上記②に記したような特徴を持っていることが分る。ところが陽子数のみ magic で中性子数が magic でない場合 (Sn isotope, ^{206}Pb) は上記のような性質を示していない^{44), 47)}。すなわち陽子と中性子のフェルミレベル間の orbit に関する S -factor に対してもかなりの分岐が見られる。すなわち isospin の align している核子群 (=中性子) が closed (magic) であるか否かによってレベルの分岐の様相が大いに異なってくる。これに対する説明はいくつか考えられるがいずれも決定的とはいえないので、ここではこのような一般的特徴を問題点として指摘するにとどめる。

5. おわりに

以上 analog state 研究の立場を“それ自身の構造を探究する”立場と“それを tool として利用する”立場に分け (必ずしもこのように明確に分けられない場合も多いが), final state および resonance として現われる諸々の analog states を実例にして簡単な説明を試みた。WILKINSON D. H. の「analog state 研究の現在の段階=1950年代の前半における (d, p) 反応研究の段階」なるたとえにまつまでもなく analog states の spectroscopic tool としての有用性は将来ますます発展していくものと思われる。否むしろ analog states はその適用範囲が広くバラエティーに富んでいる点では、はるかに (d, p) 反応をしのぎ核物理学の多くの分野における常連になる日も近いと思われる。

最後の節でとり上げた single nucleon transfer 反応における reaction strength の分布の問題はわれわれの最近の研究テーマであったため特に詳しくとり上げた。広範囲に亘る励起準位に関する問題なのでエネルギー分解能のよい高エネルギーの加速器 (たとえば 30 MeV タンデム) があればより精密な実験のできることを期待される。

References

- 1) WILKINSON D. H.: Isobaric Spin in Nuclear Physics (Academic Press 1966) p. 612
- 2) ANDERSON J. D. *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **7**, 250 (1961)
- 3) ANDERSON J. D. *et al.*: *Phys. Rev.* **129**, 2718 (1963)
- 4) BATTY C. J. *et al.*: *Phys. Lett.* **19**, 33 (1965)
- 5) BLOOM S. D. *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **15**, 264 (1965)
- 6) WONG C. *et al.*: *Phys. Rev.* **160**, 159 (1967)
- 7) YAVIN A. I. *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **16**, 1049 (1966)
- 8) LAWRENGREN B. MORRISON G. C. and FERGUSON A. T. G.: *Nucl. Phys.* **A106**, 455 (1968)
- 9) BLAIR A. G. and ARMSTRONG D. D.: *Phys. Lett.* **16**, 57 (1965)
- 10) SHERR R. *et al.*: *Phys. Rev.* **139**, B1272 (1965)
- 11) TAKETANI H. *et al.*: *Phys. Lett.* **27B**, 499 (1968)
- 12) ROSNER B. and PULLEN D. J.: *Phys. Lett.* **24B**, 454, (1967)
- 13) FRENCH J. B. and MACFARLANE M. H.: *Nucl. Phys.* **26**, 168 (1961)
- 14) GARVEY G. T. CERNY J. and PEHL R.: *Phys. Rev. Lett.* **12**, 726 (1964)
- 15) CERNY J. *et al.*: *Phys. Lett.* **12**, 234 (1964)
- 16) CERNY J. *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **13**, 726 (1964)
- 17) GARVEY G. T. CERNY J., and PEHL R.: *Phys. Rev. Lett.* **13**, 548 (1964)
- 18) WILKINSON D. H.: *Phys. Rev. Lett.* **13**, 571 (1964)
- 19) MOORE C. F. *et al.*: *Phys. Rev.* **141**, 1166 (1966)
- 20) BRENTANO P. von: Isobaric Spin in Nuclear Physics (Academic Press 1966) p. 281
- 21) MOORE C. F. *et al.*: *Phys. Rev.* **164**, 1559 (1967)
- 22) MORRISON G. C. *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **19**, 592 (1967)
- 23) LANE A. M. and SOPER J. M.: *Nucl. Phys.* **37**, 663 (1962)
- 24) RICHARD P. MOORE C. F. FOX J. D. and ROBSON D.: *Phys. Rev. Lett.* **13**, 343 (1964)
- 25) TERANISHI E. and FURUBAYASHI B.: *Phys. Lett.* **20**, 511 (1966)
- 26) KEYWORTH G. A. *et al.*: *Nucl. Phys.* **89**, 590 (1966)
- 27) BILPUCH E. G.: Isobaric Spin in Nuclear Physics (Academic Press 1966) p. 235
- 28) ROBSON D.: *Phys. Rev.* **137**, B535 (1965)
- 29) MEKJIAN A. and MACDONALD W.: *Phys. Rev. Lett.* **18**, 706 (1967)
- 30) TEMMER G. M. *et al.*: Proceedings of the International Conference on Nuclear Structure (Tokyo, 1967) p. 299
- 31) NOLEN J. A. Jr. *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **18**, 1140 (1967)
- 32) KUAN H. M. *et al.*: *Phys. Lett.* **25B**, 217 (1967)
- 33) SHAFROTH S. M. and LEGGE G. J. F.: *Nucl. Phys.* **A107**, 181 (1968)
- 34) EJIRI H. *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **21**, 373 (1968)
- 35) RAUCH F.: *Phys. Lett.* **27B**, (1968) 560
- 36) FUJITA J. I.: Brookhaven National Laboratory Report No. B NL-887C-39, 1963, unpublished, p. 340
KIM C. W. *Nucl. Phys.* **49**, 651 (1963)
SAKAI M.: Institute for Nuclear Study Journal INSJ-102 (1966)
- 37) ADAMS J. L. THOMPSON W. J. and ROBSON D.: *Nucl. Phys.* **89**, (1966) 377
- 38) MOORE C. F. and TERRELL G.: *Phys. Rev. Lett.* **17** (1966) 804
- 39) MACFARLANE M. H.: Isobaric Spin in Nuclear Physics (Acad. Press. 1966) p. 399
- 40) NOLEN J. A. Jr. SCHIFFER J. P. and Williams N.: *Phys. Lett.* **27B**, 1 (1968)
BETHE H. A. and SIEMENS P. J.: *Phys. Lett.* **27B**, 549 (1968)
- 41) FRENCH J. B.: Proc. Intern. Conf. on nuclear spectroscopy with direct reactions, ANL-6878 (1964) p. 184
- 42) BANSAL R. K.: *Phys. Rev.* **153**, 1084 (1967)
- 43) FUJITA J. FUJII S. and IKEDA K.: *Phys. Rev.* **133**, B549 (1964)
- 44) YAGI K. *et al.*: *Nucl. Phys.* **A121**, 161 (1968)
- 45) ISHIMATSU T. *et al.*: *J. Phys. Soc. Japan* **25**, 1726 (1968)
- 46) TAKETANI H. ADACHI M. OGAWA M. ASHIBE K. *et al.*: to be published.
- 47) YAGI K. *et al.*: *Nucl. Phys.* **A111**, 129 (1968)
- 48) ISHIMATSU T. *et al.*: *Nucl. Phys.* **A104**, 481 (1967)

2. (f, p) 殻のコンフィギュレーション・ステイト

東 工 大 小 田 健 司

2. Configuration States in (f, p) Shells

TAKESHI ODA

Tokyo Institute of Technology

A comment on the determination of the effective n-p interaction, making use of the core polarization, is given.

⁵⁰Sc などの odd-odd 核では, Fig. 1 のような配位を考えると, 低い状態は

$$E_{J^{(np)}} = \frac{1}{2} \{E_{J^{T=1}} + E_{J^{T=0}}\}$$

の一次結合として表わされる. ただし, $E_{J^{T=1}}$ は残留相互作用の j_1, j_2 間の二体核行列要素である. 従って陽子-中性子相互作用についてさらに詳しい情報を得るためには, 他の配位が重要になる現象によらなければならない.

(³He, d) あるいは (d, n) 反応等によって標的核 (core とみなす) に particle あるいは hole がつけ加わったときに生じる core excitation には (a) core の各軌道の粒子数は変化せず core の spin および isospin の値のみが変化する core polarization と, (b) 軌道間の粒子励起による core polarization とが考えられる. ERSKINE¹⁾ および ARMSTRONG²⁾ は ⁴⁸Ca(³He, d)⁴⁹Sc の実験で ⁴⁹Sc の $T=7/2$ states に前者の core excitation によると思われる状態を見つけている. 今, ⁴⁸Ca に $p_{3/2}$ あるいは $f_{5/2}$ 以上の軌道 (j_2) に陽子が入った場合を考える. 陽子が入る以前の core の isospin および spin はそれぞれ $T_0=4$ および $J_0=0$ である. 陽子が j_2 に入った後, 上記 (a) のような core polarization が生じた場合, core の isospin,

および spin の可能な値は $T_c=4, J_c=0$ および $T_c=3, J_c=1, 2, \dots, 7$ である (Fig. 2). したがって ⁴⁹Sc の全角運動量が j_2 の状態として $T=9/2$ の状態が 1 個, $T=7/2$ の状態が $(2j_2+1)$ 個ある (⁴⁸Ca+陽子). 反応の strength は core polarization がなければ doublet (⁴⁹Ca の isobaric analog state と configuration state) にわかれるが, core polarization があると, $T=7/2$ の strength がさらにいくつかの状態に振り分けられる. この fine structure によって, effective interaction についての知識を得ることが期待される.

BANSAL³⁾は, 残留相互作用に中心力

$$H_{12} = \{V_0 + V_\sigma(\sigma_1 \cdot \sigma_2) + V_\tau(\tau_1 \cdot \tau_2) + V_{\sigma\tau}(\sigma_1 \cdot \sigma_2)(\tau_1 \cdot \tau_2)\} g(r)$$

を仮定し, 上記のような配位を考慮して $J=j_2(j_2=p_{3/2}, p_{1/2}, f_{5/2})$ の状態について解き, TABLE 1 のような結果を得た. ただし, 相互作用の強さの parameters $V_0, V_\sigma, V_\tau, V_{\sigma\tau}$ および range parameter は各々の j_2 の状態についての reaction strength の sum rule および ⁵⁶Co のエネルギー準位に least-square fits をおこなって求めた値を使用した. 一見してわかるように計算によって得られた状態の数と実験から得られた状態の数が一致しない. ただ, reaction strength がどのあたりの状態に集中するかという点は再現されているように思われる. 観測された状態がすべて, 上に考えたような配位の状態では

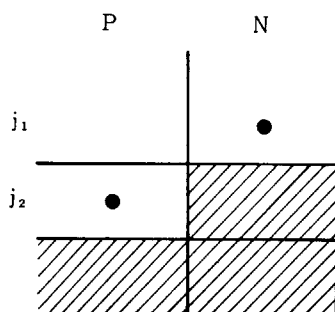


Fig. 1

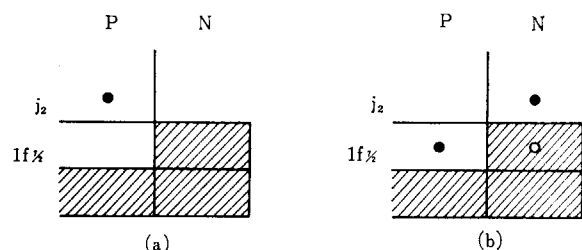


Fig. 2

3. アイソバリック・アナログ・レゾナンスでのスピン反転確率

東大物性研 鹿 取 謙 二

3. The Spin Flip Probability at the Isobaric Analogue Resonance

KENJI KATORI

Institute for Solid State Physics

University of Tokyo

It has been observed that the spin-flip probability increases at the isobaric analogue resonances. The measurement of the spin flip probability could give a new information on the properties of isobaric analogue state.

1964年に SCHMIDT ら¹⁾が、第一励起状態 2^+ への (p, p', γ) 反応の前後で、反応平面に垂直な軸に対して起こる陽子の spin-flip probability を得る巧みな実験をおこなった。それ以来 spin-flip をおこす原因を究明するために種々な原子核で、角分布、エネルギー変化がとられてきた。30 MeV, 40 MeV に対しては直接過程として後方角のピーク値を説明できることがわかった。しかし $E_p = 10 \text{ MeV} \sim 15 \text{ MeV}$, 軽い核および中重核では直接過程としては説明できない。KALASINSKI ら²⁾は Ni の isotope 群について 58 から 64 まで調べたところ、後方で最大値をもつ spin-flip probability は質量がふえるとともに減少することが判った。また ^{60}Ni ではかなりエネルギー依存性を示すが、 ^{64}Ni ではあまり示さない。このことの説明として spin-flip が compound nuclear mechanism に大いよることがわかった。KUREPIN ら³⁾は $E_p = 10 \sim 12 \text{ MeV}$ で ^{148}Sm と ^{152}Sm について実験をおこなった。このねらいは ^{148}Sm の場合 isobaric analogue state がちょうどこのエネルギー領域にあり spin-flip probabi-

lity の大部分が compound nucleus formation に由来すると考えれば、isobaric analogue state の peak のエネルギー点で spin-flip probability を測定すると大いにふえると予想したからである。実際測定してみると off resonance にくらべて後方で約2倍の増加が観測された。このことから analogue resonance amplitude の spin-flip 部分について有益な知識が得られると期待できる。したがって、今後 isobaric analogue state の新しい面を見る手段として spin-flip probability の測定が重要になってこよう。

Reference

- 1) SCHMIDT, BROWN, GERHART and KOLASINSKI: *Nucl. Phys.* **52**, 353 (1964)
- 2) KOLASINSKI and CRAMER: *B. A. P. S.* **11**, 753 (1966)
- 3) KUREPIN, CHRISTENSEN and TRAUTNER: *Nucl. Phys.* **A115**, 471 (1968)

4. アイソバリック・アナログ・ステイトからの M1 遷移と G-T β -遷移

ストラスブルグ原子核研究所 坂井 光夫・R. BERTINI

C. GEHRINGER

4. M1 Transitions Form Isobaric Analogue State and G-T Beta Transitions

M. SAKAI*, R. BERTINI and C. GEHRINGER

Institut de Recherches Nucléaires, Strasbourg

The high-energy deexcitation gamma-rays from the isobaric analogue states induced by ^{55}Mn (p, γ) ^{56}Fe reactions were measured by a 85cm³ coaxial Ge(Li) detector. The M1 matrix elements of the gamma rays were discussed in connection of G-T matrix elements of the beta decay from ^{56}Mn to ^{56}Fe .

Isobaric analogue state (IAS) spectroscopy has proved to be a powerful tool for investigation of nuclear structure¹⁾. The compound IAS induced by proton bombardment were first observed by the Florida Group²⁾. Up to present, the physical importance of the electromagnetic decay of IAS seems to be little recognized, though gamma-ray spectroscopy has been performed in the reactions with nuclei in the *s-d* shell³⁾ and in the reaction $^{48}\text{Ca}(p, \gamma)^{49}\text{Sc}$ ⁴⁾. An important application of this type of experiment to the study of nuclear structure of medium nucleus was proposed recently by one of the authors (M. S.)^{5), 6)}. It is related to the relationship between the G-T beta decays of the parent nucleus and the electromagnetic M1 transitions from the isobaric analogue parent nucleus. An experiment with a fairly similar idea was recently performed⁷⁾. The matrix element of a G-T beta transition can be written as $\langle f|\tau_{-}\sigma|i\rangle$ and the matrix element for an M1 transition from IAS $T_{-}|i\rangle/\sqrt{2T_0}$ is proportional to $\langle f|\tau_{-}\{l+4.75\sigma\}|i\rangle$. In general, the second term of the matrix element mostly contributes to the M1 transition probability due to its large coefficient. Especially, it is true if *l* is not large. Therefore, the M1 transition probability from IAS is approximately proportional to the G-T beta transition probability. In other words, we have now means to replace the beta decay measurement by the gamma ray measurement.

The advantages of gamma-ray measurement over the beta ray measurement can be enumerated as follows.

1) Gamma-rays from IAS to the low-lying states in the daughter nucleus have the highest energy among the gamma-rays in proton induced reactions because of the large $Q(p, \gamma)$ value. Consequently, clear data can be obtained free from the contributions from other gamma rays.

2) Gamma-ray is monochromatic in contrast to the continuous beta ray spectra, so that the branching ratio of gamma-rays can be easily and accurately obtained.

3) Energies of the gamma-rays in question are nearly the same because $Q(p, \gamma) + E_p \gg E_i$, where E_i is the excitation energy of daughter levels while upper limits of beta components are very different

* On leave of absence from Institute for Nuclear Study, University of Tokyo

from each other due to the fact that $Q_\beta \approx E_i$. Therefore, the transition probability for higher components of beta transitions is reduced largely to the extent that these components become very weak or unobservable. Contrarily, there is no such trouble for gamma transitions.

4) The proton energy for inducing IAS is fairly low due to the large $Q(p, \gamma)$ value so that a large accelerator is not necessary to carry out this type of experiments.

In the present letter we demonstrate a simple application of this idea to the $^{55}\text{Mn}(p, \gamma)^{56}\text{Fe}$ reaction. The physical situation in the present case is schematically illustrated in Fig. 1. The

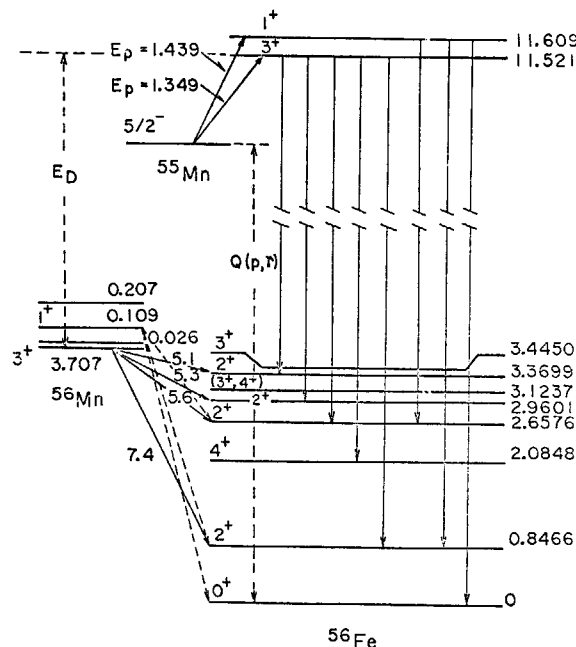


Fig. 1. Physical situation of the $^{55}\text{Mn}(p, \gamma)^{56}\text{Fe}$ E_D : Coulomb displacement energy

excitation curves of (p, γ) and (p, n) reactions were measured from 1.3 MeV to 1.9 MeV by Leipzig Group⁸⁾. They assigned the resonance states to IAS corresponding to the excited states in the parent ^{56}Mn nucleus. Nuclear structure of ^{56}Fe has been investigated from the decays of ^{56}Mn and ^{56}Co and the ft values of $G-T$ beta decays from the 3^+ ground state of ^{56}Mn have been determined⁹⁾ and can be compared with the transition probabilities of $M1$ transitions from the 3^+ IAS produced by $E_p(\text{lab})=1348$ keV. On the other hand the relative ft values of $G-T$ beta decays from the 111-keV 1^+ excited state in ^{56}Mn ¹⁰⁾ can be estimated from the information about the branching ratios of $M1$ transitions from the 1^+ IAS produced by $E_p(\text{lab})=1441$ keV.

Measurements have been performed using the proton beam of the 2 MeV Van de Graaff at the Institut de Recherches Nucléaires in Strasbourg. Targets were prepared by vacuum evaporation

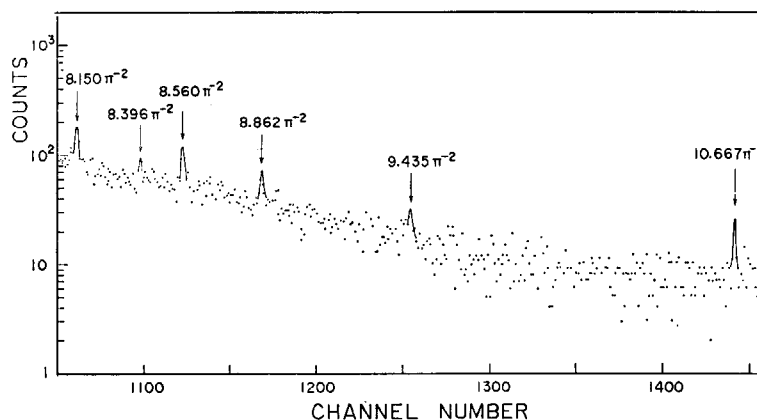


Fig. 2. Partial gamma-ray spectrum in the electromagnetic deexcitation of the 11.520-MeV 3^+ IAS.

of metallic manganese on tantalum backings. The gamma-rays were detected with a 85 cm³ coaxial Ge(Li) detector with a resolution of 17 keV at 9 MeV. It was placed on a turntable and was used to measure the angular distribution of the gamma-rays. Fig. 2 and Fig. 3 are gamma-ray spectra in the electromagnetic deexcitation of the 3⁺ and 1⁺ IAS which are located at the

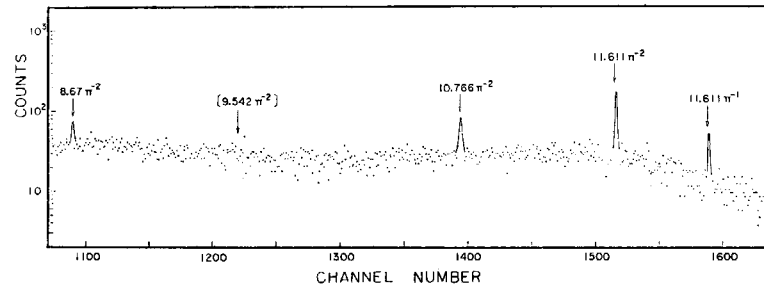


Fig. 3. Partial gamma-ray spectrum in the electromagnetic deexcitation of the 11.611-MeV 1⁺-IAS. Expected position of gamma-ray to the 2.0848-MeV 4⁺-state is indicated by [9.542 π^2]

excitation energies of 11.520 and 11.611 MeV, respectively. The angular distributions for the γ_0 (11.611 MeV) and γ_1 (10.766 MeV) transitions from the 1⁺ resonance state to the ground 0⁺ and the first 2⁺ states were measured. They confirmed the assignment of the spin and parity 1⁺ to this resonance state and γ_1 is mostly of pure M1 character. Consequently, this resonance is proved to be the IAS corresponding to the second 1⁺ excited states in ⁵⁶Mn. In TABLE I are listed the gamma-rays and relative reduced M1 transition probabilities obtained by energy correction of E^{-3} , that is, the gamma-rays are assumed to be of pure M1 character. The relative reduced M1 transition probabilities are to be approximately inversely proportional to ft values of the $G-T$ beta decays based on the relationship mentioned above.

The 1348 keV 3⁺ resonance

We normalized the $(\log ft)_\gamma$ of the 8.150 MeV gamma transition to the 3.3699 MeV 2⁺ level

TABLE I List of gamma-rays and relative reduced M1 transition probabilities
The gamma-rays are assumed to be of pure M1 character

	Excited level in ⁵⁶ Fe	0	0.8466 ₂₊	2.0848 ₄₊	2.6576 ₂₊	2.9601 ₂₊	3.1237	3.3699 ₍₂₊₎	3.4450 ₍₃₊₎
3 ⁺	E_γ		10.667	9.435	8.862	8.560	8.396	8.150	8.082
	I_γ		22.5 \pm 8	46 \pm 16	172 \pm 22	202 \pm 27	65 \pm 23	260 \pm 32	40 \pm 20
	I_γ/E^3		18.5 \pm 6.5	55 \pm 19	104 \pm 31	322 \pm 43	113 \pm 39	472 \pm 59	76 \pm 38
	$(\log ft)_\gamma$		6.6	6.0	5.55	5.3	5.5	5.1	5.7
	$(\log ft)_\beta$		7.4		5.6	5.3		5.1	
1 ⁺	E_γ	11.611	10.766			8.67			
	I_γ	487 \pm 50	173 \pm 13			52 \pm 9			
	I_γ/E^3	311 \pm 19	139 \pm 10			79 \pm 14			
	$(\log ft)_\gamma$	5.0	5.35			5.6			
	$(\log ft)_\beta$	5.0*	5.7*		6.2*				
		3.8562 ₍₃₊₎	4.0497	4.1010	4.1207	4.2983	4.3942	4.854	5.011
3 ⁺	E_γ						7.122		
	I_γ						205 \pm 44		
	I_γ/E^3						507 \pm 122		
	$(\log ft)_\gamma$						5.0		
1 ⁺	E_γ		7.567					6.757	6.60
	I_γ		112 \pm 18					216 \pm 21	117 \pm 20
	I_γ/E^3		259 \pm 40					700 \pm 68	409 \pm 71
	$(\log ft)_\gamma$		5.6					5.15	5.4
	$(\log ft)_\beta$								

* Values averaged over the $\log ft$ values of negatron decays cited in Ref. 11

to 5.1. This corresponds to the $(\log ft)_\beta$ value for the beta decay to the same excited level. Then, the other $(\log ft)_\gamma$ values can be deduced and they are presented in the row of $(\log ft)_\gamma$ of TABLE 1. Remarkable similarity between $(\log ft)_\gamma$ and $(\log ft)_\beta$ values can be noticed. The theoretical prediction is very nicely verified in this case. The fact that the $(\log ft)_\beta$ value for the first 2^+ level is 7.5 may be associated with a hindrance of the beta matrix element $\langle f|\tau_\sigma|i\rangle$. The corresponding $(\log ft)_\gamma$ is 6.6 so that the $(ft)_\gamma$ value about ten times as small as the $(ft)_\beta$ value and about ten times as large as those of other $(ft)_\beta$ and $(ft)_\gamma$ values. This fact may be explained in such a way that the electromagnetic transition may be caused either from the angular momentum part of the matrix element $\langle f|\tau_\sigma|i\rangle$ or from a small admixture of $E2$ component.

The 1441 keV 1^+ resonance

The 11.611 and 10.766 MeV gamma-rays are proved to be of M1 character. The other gamma-rays are assumed as M1 transition and their relative $B(M1)$ values are deduced. Since the beta decay from the 1^+ excited level in ^{56}Mn does not occur, the $\log ft$ values for these virtual G-T transitions can be estimated by the use of the relative $B(M1)$ values obtained above. In the table the relative $(\log ft)_\gamma$ value of the ground gamma transition is normalized to 5.0. This value is an averaged value from 9 cases of 1^+ to 0^+ negaton decays taken from Ref. 11. The successive hindrance from the lower to the higher beta components which occurs generally in the allowed G-T transitions¹¹⁾ can be also observed in the present case. We can discuss the distribution of G-T transition strengths¹²⁾ on the basis of $(\log ft)_\gamma$ values because these values predict the $(\log ft)_\beta$ values for the virtual transitions to the levels with the excitation energy above the Q_β values. In this case, the transitions to the 4.854 and 5.011 MeV levels have the $(\log ft)_\beta$ values of 5.15 and 5.4, respectively, and the twice as large as the total strength of beta transitions under the Q_β value distribute between 3.7(Q_β) and 11.6 MeV. The latter value is rather small. However, we observed the presence of large amount of weak gamma rays to the levels above Q_β . They will be converted to the virtual G-T transition strength after the correction of E^{-3} . The strength must be added to that mentioned above. Since we have at the moment no information about the true spectrum of these weak gamma rays, we must wait further investigations to resolve this problem. A full paper will be published elsewhere.

One of the authors (M.S.) is indebted to Professor Gorodetzky for the hospitality at the Institut de Recherches Nucléaires, Strasbourg.

References

- 1) Isobaric Spin in Nuclear Physics, Ed. by FOX J.D. and ROBSON D., Academic Press, New York and London, 1966
- 2) FOX J.D., MOORE C.F. and ROBSON D.: *Phys. Rev. Lett.* **12** (1964) 198
- 3) ENDT P.M.: *Nuclear Structure*, Ed. by HOSSEIN A. et al.: North-Holland Pub. Co., Amsterdam (1967), p. 58
- 4) CHASMAN C., JONES K.W., RISTINEN R.A. and SAMPLE J.T.: *Phys. Rev. Lett.* **18** (1967) 219
- 5) SAKAI M.: Institute for Nuclear Study, Univ. of Tokyo, Report INSJ-102, 1966
- 6) SAKAI M.: Proc. of IAEA Panel on the Future of Nuclear Structure Studies, Ed. by L. AGNEW, IAEA, 1968
- 7) EJIRI H. et al.: *Phys. Rev. Lett.* **21** (1968) 373
- 8) OTTO G., MEHNERT R. and TOMASELLI G.: *Nucl. Phys.* **A109** (1968) 118
- 9) AUBLE R.L., MCHARRIS W.C. and KELLY W.H., *Nucl. Phys.* **A91** (1967) 225
- 10) Nuclear Data Sheet, N.R.C. 59-4-50, Ed. by WAY K. et al.
- 11) SAKAI M.: *Nucl. Phys.* **33** (1962) 96
- 12) FUJITA J.I. and IKEDA K.: *Nucl. Phys.* **67** (1965) 145
- FUJITA J.I., FUTAMI Y. and IKEDA K.: *Prog. Theor. Phys.* **38** (1967) 107

5. アイソバリック・アナログ・ステイトからの γ 崩壊と β 崩壊

核 研 藤 田 純 一

5. Gamma Decays of Isobaric Analogue States and Beta Decays

JUN-ICHI FUJITA

Institute for Nuclear Study, University of Tokyo

Recently the measurement of gamma-rays from isobaric analogue states has become an important tool to obtain the information concerning the corresponding beta decays. Several remarks are made from theoretical viewpoints.

1. ま え お き

昨年9月より今年夏まで米国インディアナ大学に滞在しましたが、ここでは AVF (200 MeV) を建設中で当事者はとても張り切っていました。また、夏にはワシントン州のシャトルにあるワシントン大学とカリフォルニア州のスタンフォード大学に短期間滞在しましたが、前者には 3step のタンデムが、後者には FN タンデムがあり続々と興味深い仕事を発表しております。

ここでコメントしたいことは、シャトルのグループの Isobaric Analogue State (IAS) からの $\gamma(E1)$ の測定¹⁾と今お話を伺ったストラスブルグの $\gamma(M1)$ の測定の仕事²⁾に関連して理論的立場から眺めてみた話です。

IAS の研究への日本での理論的な立場からの寄与はかなり古く、リヴァモアで IAS が発見される前のハーヴェルの実験に対して寺沢、田村³⁾は「(p, n) 反応で見出されるピークは E1 共鳴の IAS ではないか」との仮説を発表し LANE と論争がありました。私たちが IAS に関心をもったのは、1961年にコペンハーゲンを訪問して BROWN G. に (p-h)_{1-, Tz=0} でなく (p-h)_{1-, Tz=±1} を考えると β 崩壊に関係が深いのではないかという話をしたところ、そういう話は (p-n) 反応といっしょに考えるべきだとコメントされた時に始まります。日大に戻ってその話をしたところ、藤井三がリヴァモアや LANE の仕事を紹介してくれ、池田清は BROWN の縮退モデルがアイソスピンの理解に役立つことを見出しました。このよ

うにしてできた短いレター⁴⁾は IAS のミクロ的な記述としては最初の仕事のような感じです。今日 IAS はスペクトロスコピーの重要な手段となっていますが、その間の 6~7 年にフロリダグループの「IAS は複合核である」という発見など重要な寄与があったお蔭と考えられます。

2. 理論的考察

a) 対応する β と γ を調べる場合に $\gamma(E1)$ と $\gamma(M1)$ が有力候補となります。なぜなら $\left(\int_1\right)_\beta$ に対応する γ の演算子は T_z でこれは転移を起こすことはできません。また、 $\gamma(E2)$ の演算子の中でアイソスピンを含む部分 $\tau_3 Y_2$ は DANOS が提案したような n と p が 180° ずれた位相で動く集団運動に対応し実験的にこのような集団運動の存在は確認されていません。もっと高次の禁止転移に対応する γ 線は実験的に測定が難しいと考えられます。

b) 一般に β と γ との対応が成立するためには、演算子の対応,

$$[T_{\pm}, m_{\gamma}] = m_{\beta}^{\pm} \quad (1)$$

と 波動函数の対応、たとえばアイソバー状態

$$|IAS\rangle = T_- |i\rangle = \sum_j \tau_{-j} |i\rangle \quad (2)$$

の存在が必要です。この場合には

$$\begin{aligned} \langle f | m_{\gamma} | IAS \rangle &= \langle f | m_{\gamma} T_- | i \rangle \\ &= -\langle f | [T_-, m_{\gamma}] | i \rangle \\ &= -\langle f | m_{\beta}^- | i \rangle \end{aligned} \quad (3)$$

が得られます。このとき

$$T_+|f\rangle=0 \quad (4a)$$

もしくは

$$\langle f|T_-m_\gamma|i\rangle=0 \quad (4b)$$

が成立する必要があります。前者(4a)はアイソスピンがよい量子数で、最小の値をもつ固有状態($T=T_z$)の場合に成立します。後者(4b)の方がゆるい条件で、 $(\int_1^\beta) x_0$ が重い核でいつも成立しているという実験事実がそれを支持しています。もし(2)の他に

$$\vec{Y}|i\rangle=\sum_j \tau_{-j} \vec{\sigma}_j |i\rangle \quad (5)$$

がよい固有状態であったとすれば(3)とは異なる β - γ 対応を考えることもできますが、(5)式は Goldhaber-Teller 型の集団運動で IAS (2) に比べると遥かに不完全なモードであることが知られています⁹⁾。それにも拘らず Gamow-Teller (GT) 型の核行列要素 $\int \vec{\sigma}$ の hindrance の現象の説明には重要で⁹⁾。

c) ところで β - γ の演算子間の対応(1)式は CVC 理論を用いると $\gamma(E1)$ と $(\int \vec{\alpha})_\beta$ の間に成立します。

この対応はたとえ exchange current の寄与⁷⁾が大きくとも成立します。したがって IAS からの $\gamma(E1)$ の測定¹⁾ができれば1次禁止の知識が得られます⁹⁾。さらにいわゆる Impulse 近似 (IA) が成り立っているなら $\gamma(M1)$ の演算子と GT 型の β 演算子 $\int \vec{\sigma}$ の間に対応関係(1)が成り立ちます。したがって IAS からの $\gamma(M1)$ を測れば GT 型 $\int \vec{\sigma}$ の知識が得られます⁹⁾。すでに CVC については多くの実験的証拠が示されているので、もし実験的に $\gamma(E1)$ について対応関係(3)が否定されたら、(2)が疑われるべきであり IAS の反応機構の問題についていろいろな知識が得られるはずで、一方 $\gamma(M1)$ についての対応関係(3)が実験的に否定されたら、E2 と M1 の混じりや(2)の成立が疑われそれらについて疑点が晴れば IA の成立(すなわち exchange current の大きさ)についての有用な知識が得られるはずで、

3. Hindrance の現象についてのコメント

重い核の β 崩壊は一般に hinder されていることが知られています。(Shell model や Nilsson model で計算した single-particle value に比べて実験的に得られた核行列要素は factor 3 以上小さい。)このことは IAS からの γ 線についても同様に hindrance 現象の存在が期待されることを意味します。

Hindrance の計算については projection operator を用いる計算法¹⁰⁾が提案されています。すなわち、ある転移の核行列要素 $\langle f|m|i\rangle$ を計算する場合に m の代りに

くりこまれた有効演算子 m_{eff} ,

$$m_{\text{eff}} = \frac{Q[H, m]}{E_f - E_i - \Delta} \quad (6a)$$

ただし

$$Q = 1 - \frac{m|i\rangle\langle i|m^+}{\langle i|m^+m|i\rangle} \quad (6b)$$

を用いて計算すると自動的に集団運動の効果が取り入れられることが示されています。

$$\Delta = \frac{\langle i|m^+[H, m]|i\rangle}{\langle i|m^+m|i\rangle} \quad (7)$$

ですから、 $E_i + \Delta$ は集団運動の励起状態 $m|i\rangle$ のエネルギー期待値を表わします。このような近似法が有用であるためのじゅうぶん条件はすでに得られています¹⁰⁾ 実際にそのような条件が自然界で満たされているかどうかは別の問題で、実験データを眺めて計算をやって比較してみるほかありません。

すでに(6a)式で与えられるような m_{eff} が有用であるという経験的傍証として次のような事実を挙げるができます。

- i) FUTAMI *et al.*,⁹⁾の計算で多くの spherical または deformed の GT β 崩壊の核行列要素が半定量的に再現できること。
- ii) EJIRI¹¹⁾の分析で ft 値は確かに $(E_f - E_i - \Delta)$ の関数であること。
- iii) ISHIHARA¹²⁾の見出した $\Delta J=0$ と $\Delta J \neq 0$ の ft 値の系統的な違いは(6b)の Q の効果として簡単に説明できること¹³⁾。
- iv) (6a)式の m_{eff} の中で元の転移演算子に比例する部分をひき出してみます。

$$m_{\text{eff}} \cong Fm \quad (8)$$

$|F| < 1$ であるほかに $F > 0$ ということが理論的に予言されます。このことは一次禁止の場合に EJIRI *et al.* の実験¹⁾により得られた (p, γ) の励起函数の共鳴曲線の非対称な形¹⁴⁾が理論の予想と合っていることから間接に $F > 0$ が知られます。

上述の m_{eff} が意味をもっていることを認めれば、直接に実験にはかからないような量についてもいろいろな予想をすることができます。

一例として、SAKAI *et al.* の実験²⁾を考えてみます。

IAS からの $\gamma(M1)$ 線は

$$g_1 \int \vec{T} + \frac{1}{2} g_2 \int \vec{\sigma} \quad (9)$$

という核行列要素で与えられますから、 $\int \vec{\sigma}$ が hinder されたとき $\int \vec{T}$ のほうはどうだろうかという点がまず気になります。個々の核については(6a)にモデルを導入して計算してみればよいわけですが、大ざっぱな答は「修正された縮退モデル」^{15), 5)}を用いて評価することができます。すなわち(6a)を使って計算すると hindrance factor F が

$$F \cong \frac{\delta}{NG + \delta} \quad (10)$$

となります。δは注目しているエネルギー単位と縮退している(N-1)本の単位とのエネルギー差を表わし、Gは残留相互作用の平均的な大きさを意味します。このように考えると詳しい計算をしてみなくとも $\int \bar{\sigma}$ に対する

Fと $\int \bar{T}$ に対するFは同じオーダーの量であることが予想されます。一般に(9)のアイソベクトル部分を考えると、第2項には $\mu_p - \mu_n = 4.7$ という大きい係数がつくので $\int \bar{\tau T}$ と $\int \bar{\tau \sigma}$ が同じオーダーなら後者のほうが主要部分を与えます。

もちろん、hindranceを与える原因にはいろいろなものがあり得るので個々の転移については $|\int \bar{\tau T}| \gg |\int \bar{\tau \sigma}|$ となる場合もあるでしょうが、(5)式のGT共鳴に関係した「芯の偏極現象⁹⁾」による(重い核で系統的に見出される)Fに関する限り $\int \bar{\sigma}$ も $\int \bar{T}$ も大きな差はないと考えられます。

4. あとがき

βとγとのparallelismはきわめて歴史が古く興味の深い問題ですが、ほかで述べたので¹⁶⁾ここでは省略します。β崩壊を研究するためにγ線を用いる方法はまだ始

ったばかりですが、いまや世界各地のタンデムを持った研究機関で遂行または計画中のようです¹⁷⁾。この方法はβ崩壊の知識を使って核反応の機構を調べる目的にも役に立ちそうです。

References

- 1) EJIRI H., et al.: *Phys. Rev. Letts.* 21, (1968) 373
- 2) SAKAI M. BERTINI R. and GEHRINGER C.: preprint.
- 3) *Nuclear News* (1961)
- 4) IKEDA K., FUJII S. and FUJITA J.: 2, (1962) 169
- 5) 物理学論文選集 163 アイソバリック・アナログ状態 p. 220
- 6) たとえば FUJITA T., FUTAMI Y. and IKEDA K.: Proc. Int. Conf. Nucl. Struct. (Tokyo, 1967) p. 437
- 7) FUJII Y. and FUJITA J.: *Phys. Rev.* 140, (1065) B239
- 8) この型の実験の提案. FUJITA J.: BNL 837 C-39(1963) and *Phys. Letts.* 24B (1967) 123
- 9) この型の実験の提案. SAKAI M.: INS-J 102, (1966)
- 10) FUJITA J. and IKEDA K.: *Prog. Theor. Phys.* 36, (1966) 288
FUJITA J.: *Phys. Rev.* 172 (1968) 1047
- 11) EJIRI H.: *J. Phys. Soc. Japan* 22 (1967) No. 2
- 12) ISHIHARA M.: private communication. com.
- 13) 詳細は他に発表の予定.
- 14) EJIRI H. and BONDORF J.P.: to be published.
- 15) EJIRI H. IKEDA K. and FUJITA J.: *Phys. Rev.* (1968) 12月号.
- 16) 「β崩壊とその周辺」(もっと光を) 物理学会誌4月号 予定
- 17) North Carolina (A=50, M1), Bartol (A=90), Florida, Texas (A=89), Argonne, UW, Stanford, Tohoku etc. (EJIRI H. private communication)

6. $^{77}\text{Se}(p, p)$ におけるアナログ・レゾナンス

東北大理 加 藤 静 吾

6. Analog Resonance in the $^{77}\text{Se}(p, p)$ Reaction

SEIGO KATO

Tohoku University

The isobaric analog states of ^{78}Se were observed in ^{78}Br as compound-nucleus resonances. Although only particle states were seen, there remains a possibility of observing pure collective excitation mode.

1. これまでの実験の概観

1964年 Robson *et al.*¹⁾によって analog state が compound nucleus resonance で見つけられてから、今まで主として closed shell 付近の核を対象にして (p, p), (p, p'), (p, γ), さらに isospin selection rule では許されないはずの (p, n) 反応を使って数多くの analog resonance が見つけられてきた。この isobaric analog resonance が原子核の研究で与えた貢献は高い励起状態の核構造、中間共鳴の研究に集約できる。特に (p, p') 反応は励起したターゲットを使っての one-nucleon transfer reaction に相当する状態を作るので、今後ますます強力な研究手段として使われていくことだろう。

また最近では単なる analog でなく、analog のまた analog すなわち double-analog resonance も軽い核で見つけられてきている²⁾。これは isospin forbidden reaction である (p, p), (p, γ), (p, α) 反応で見つけられ、(α , α) 反応でも可能性が指摘されている³⁾。Incident channel も exit channel も $\Delta T=2$ ずつ selection rule を破っている (α , α) 反応で double-analog resonance が見つかったら面白いことになるだろう。

ここでは (p, p), (p, p'), (p, n), (p, γ) 反応による普通の analog resonance に限定して議論しよう。これらは Robson *et al.* の実験以来数多くの実験がおこなわれ、もうほとんどやり尽くされたような気さえる。その辺の事情をもう一度ふりかえってみよう。

Fig. 1 にこれらの反応で ground state の analog resonance を出すのに必要な入射陽子エネルギーをいろいろなターゲットに対して示す。ここに入れたのは

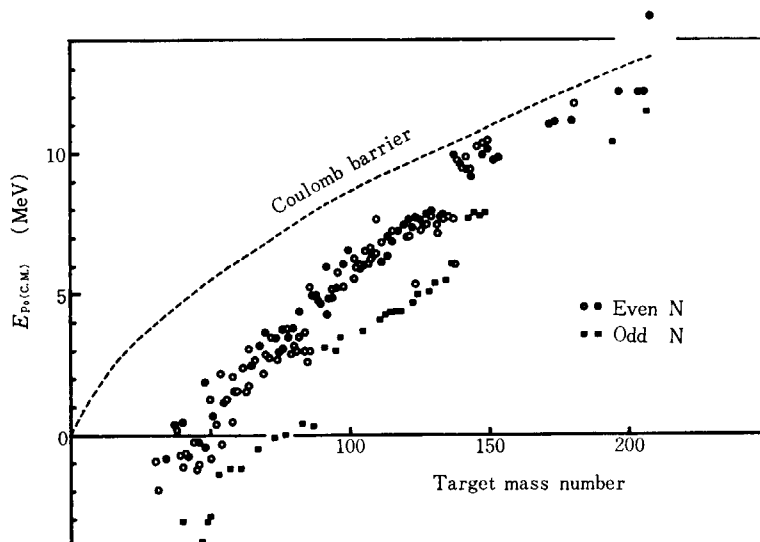


Fig. 1 Proton energy necessary to observe the ground-state analog resonances vs target mass

$$E_{p0}^{cm} = \Delta_c - B_n \quad (1)$$

の計算に必要な Δ_c , B_n がわかっているか, Δ_c が

$$\Delta_c = 1.444 \frac{\bar{Z}}{A^{1/3}} - 1.13 \text{ (MeV)} \quad (2)$$

で計算できる範囲 ($19 \leq Z \leq 63$)⁴⁾ に入るもの, それから実際に直接 E_{p0}^{lab} が測られているもので, $A \geq 30$ のすべての安定な核である. この中には原理的に不可能なもの ($E_p < 0$) も入れているが, これらは ground でなく excited state の analog として見られる可能性がある. 黒くぬりつぶしてあるのは筆者が知る限りで実際に analog resonance の実験がおこなわれたものである.

Fig. 1 から次の2点が指摘できる.

(1) ゆがんだ核はターゲットが作りにくいこと, resonance が混んでいること, などの困難のため敬遠され, Yb, Hf での実験しかない. このような核では resonance の partial width から Nilsson 係数が DWBA などの手を借りず, 直接議論できる点が指摘されている⁵⁾.

(2) 中性子数が奇数のものは安定な核が少ないこと, 解析が複雑になること, などの理由により数が少なく, 実験はおこなわれても解析はほとんどなされていない. このような核を使うと analog という鏡で見る parent 核は even-even になり, 今までのような particle state, または particle+collective state⁶⁾ の励起でなく, 純粋な collective state を見ることが出来る. また, このような核のもう一つの特徴は Fig. 1 で明らかなように入射陽子エネルギーが約 3 MeV (pairing energy の分) 低くてもよいということである. 「軽い核以外の analog resonance はタンデムで」という常識から外れたことがここに可能になり, 中重核程度のものでバンデグラフで実験ができる.

2. $^{77}\text{Se} (p, p) ^{77}\text{Se}$ での analog resonance

以上に述べた理由で, バンデグラフのエネルギーを考慮し, $A=70 \sim 90$ 付近からターゲットを捜し⁷⁾, $^{77}\text{Se}(p, p)$ を選んだ. この場合の E_{p0} は $\sim 0 \text{ MeV}$ で観測にかかるのは ^{78}Se の $3 \sim 4 \text{ MeV}$ の励起状態に対応する.

まだ予備実験の段階にあるのでいちばんでやすいと思う所で1ランだけデータをとった. Fig. 2 にその excitation function と $^{77}\text{Se}(d, p)^{78}\text{Se}$ の結果⁸⁾ から予想される resonance の位置を示す.

4 MeV 付近に s-wave resonance が見られる. これは $3s_{1/2}$ に中性子が入ったものの analog state と考えられる. この doublet を理論式に合わせてパラメータを求めると, TABLE 1 のようになる. ここで注目すべきことは2つの resonance の間隔が 110 keV で (d, p) の場合の 70 keV と違うことで, 実験上の問題以外に理由を捜さ

TABLE 1 Parameters obtained from the excitation function

$E_p^{lab} \text{ (MeV)}$	$E_p^{cm} + 0.041 \text{ (MeV)}$	$\Gamma \text{ (keV)}$	$(2J+1)I_p \text{ (keV)}$	l_p	$E_x \text{ from (d, p) (MeV)}$
4.110	4.098	25	12	0	4.12
4.225	4.212	30	15	0	4.19

なければならない. これ以外の凹凸は resonance であるかどうかまだ確認していない. Collective state の analog resonance は確認できなかったがこれは (d, p) の結果からも予想され (S factor が小さい), 非弾性散乱で見なければならないだろう.

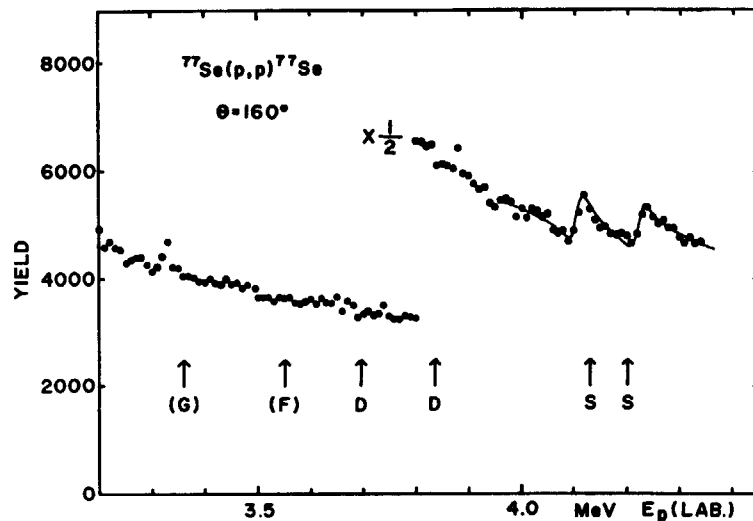


Fig. 2 $^{77}\text{Se}(p, p)^{77}\text{Se}$ excitation function

3. 今後の展望

この報告はバンデグラフでおこなった実験の報告なので、ここで、「タンデム領域での核物理」という主旨を重んじて、タンデム領域に足を入れたときにできる analog resonance の抱負を述べる。タンデム領域では対象となるターゲットの範囲も拡がり、高い励起状態の analog resonance も見られる。ここで中性子数が奇数のゆがんだ核をターゲットにすれば純粋な回転レベルの analog resonance が見られることだろう。この場合、偶中性子数核でおこったようなレベルが混んでくるという困難もある程度避けられ、むしろはっきり analog resonance が

見られるかも知れない。これから得られる知識は従来の closed shell 付近の single-particle state の analog とは質的にちがったもので、analog resonance の今後の研究のありある一分野となるだろう。

References

- 1) FOX J.D. *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **12**, 198 (1964)
- 2) RIESS F. *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **19**, 367 (1967)
BLOCH R. *et al.*: *Phys. Lett.* **25B**, 215 (1967)
KUAN H.M. *et al.*: *Phys. Lett.* **25B**, 217 (1967)
- 3) McGRATH R.L. *et al.*: *Phys. Lett.* **27B**, 443 (1968)
- 4) ANDERSON J.D. *et al.*: *Phys. Rev.* **138**, B615 (1965)
- 5) ADAM A. *et al.*: *Phys. Lett.* **25B**, 122 (1967)
- 6) ALLAN D.L. *et al.*: *Phys. Lett.* **17**, 56 (1965)
- 7) LEE S.M.: *JEARI 1158*, 64 (1967)
- 8) LIN E.K.: *Phys. Rev.* **139**, B340 (1965)

7. $^{24}\text{Mg}(d, p)^{25}\text{Mg}$ 反応による中間共鳴構造

東北大理 李 相 茂

7. Intermediate Structure In the $^{24}\text{Mg}(d, p)^{25}\text{Mg}$ Reaction

SANG-MOO LEE

Tohoku University

A method of separating experimentally an intermediate structure from the cross section fluctuations are discussed.

A possibility of T=2 Isobaric Analog Resonances in ^{26}Al are proposed to the resonances of $^{24}\text{Mg}(d, p)^{25}\text{Mg}$ reaction in the deuteron energy range of 1.5 to 3.0 MeV.

1. Fluctuation と Intermediate Structure

原子核の高い励起状態は準位の幅 Γ と準位間距離の D により2つの領域に分けられる。

(I) $\Gamma/D < 1$; level isolated region

(II) $\Gamma/D \geq 1$; level overlapping region

一般的に言って中性子の threshold energy より 2~3 MeV 以上になると $\Gamma/D > 1$ である level overlapping region に入り個々の準位はもはや本質的に分けられなくなる。Fig.1 は s - d shell 核における複合核の励起エネルギーを $p, d, ^3\text{He}, \alpha$ 入射反応の場合を示したものである。この mass number 領域ではだいたい複合核励起エネルギー $E_x \approx 10 \sim 12$ MeV を境に (i) と (ii) の領域に分かれるが、図から明らかになどと低エネルギー V. d. G の実験で ENDT P. M. らが複合核の single level を研究

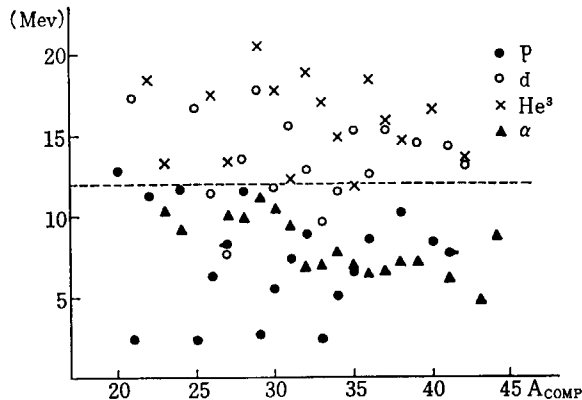


Fig. 1 Excitation energy of the compound nucleus in s - d shell nuclei.

するのにもつぱら p と α を主な入射粒子としている理由がうなずける。他方 d と ^3He は大部分 (ii) $\Gamma/D \geq 1$ 領域に属するため核反応機構はきわめて複雑になり、たとえば (d, p) 反応の場合でも通常の D. W. B. A 解析のみでは実験を説明しがたくなる。

$\Gamma/D > 1$ 領域では入射粒子のエネルギー変化とともに cross section が激しく fluctuation することはよく知られている事実であるが、その物理的本質は ERICSON T.¹⁾ により始めて " $\Gamma/D > 1$ では個々の準位は分けられないのみならず、cross section は多くの強く干渉し合う resonance によって同時に影響を受ける。この異なる resonance 間の干渉はきわめてランダムな性質を帯びており、かつそれは cross section を強く fluctuate させる。" ということが明らかにされた。

今 auto-correlation function を定義すれば実験と理論は次の関係式によって結びつく^(注)。

$$C(\epsilon) = \frac{\langle \sigma(E)\sigma(E+\epsilon) \rangle}{\langle \sigma(E) \rangle \langle \sigma(E+\epsilon) \rangle} - 1 = \frac{1}{N} (1 - Y_D^2) \frac{\Gamma^2}{\epsilon^2 + \Gamma^2} \quad (1)$$

ここに $\langle \rangle$ はエネルギー平均を表わし、 $Y_D = \sigma_D / \langle \sigma \rangle$ で direct part の割合、 Γ は coherent width、 N は反応に関与する独立な channel の数であり普通始状態ならびに終状態の spin に依存する量である。 N は $\theta = 90^\circ$ で

$$N = \frac{1}{2} (2i+1)(2I+1)(2i'+1)(2I'+1) \quad (2)$$

がよい近似式であることが示されている²⁾。 i, I, i' と I' は入射粒子、ターゲット、放出粒子と残留核の各 spin である。また N は 90° 対称であり一般的には整数値でないが、 90° から離れるほどその値は小さくなる。(1)

(注) 通常(1)式が厳密に正しいのは $N=1$ の場合で、その他のときには第2項が無視できないが、その議論は省略する。

式よりわれわれは fluctuation の度合を示す normalized variance を得ることができる。すなわち、

$$C(0) = \frac{\langle \Delta\sigma^2 \rangle}{\langle \sigma \rangle^2} = \frac{1}{N}(1 - Y_D) \quad (3)$$

であり、 $Y_D = \sigma_D / \langle \sigma \rangle$ が大きいほど fluctuation は小さくなり、 N が小さいほど (すなわち反応に関与するスピンの数が小さいほど、また前方後方では) fluctuation は大きくなる。

また Γ は、

$$C(\varepsilon = \Gamma) = \frac{1}{2} C(0) \quad (4)$$

より複合核の平均寿命 $\tau = \hbar / \Gamma$ を決めることができる。

今まで主として複合核反応のみが起こる $(n, d)(p, \alpha)(d, \alpha)$ 反応を通じて $A=20\sim 40$ の核に対して多くの実験がなされた。 $E_x=20$ MeV に対する Γ の A 依存性が調べられ、結論として “fluctuation を起こしている複合核は Fermi の gas model がよく成り立っている。”ことが示された²⁾。したがって、もし核の intrinsic な性質に影響される場合は “fluctuation を破る効果として現われる。”と考えることができる。Fluctuation の学問的体系は 1960 年～1966 年の間に理論、実験ともに主としてヨーロッパで完成されたと言えよう。

しかしながら、1964 年 Paris Conference において fluctuation 領域に多くのバンプが見出されるにおよび Γ より幅の広い (数 100 keV) modulation が 1 つの話題になった。このようにして 2 つの問題が未解決として残された。すなわち、

① この modulation の物理的本性は何か？ 単に fluctuation の偶然による集積的産物か？ あるいは明確な量子状態を持った中間共鳴か？ では、それをいかに fluctuation より分離しかつその状態を決めうるか？

② Fluctuation analysis により求まる $Y_D = \sigma_D / \langle \sigma \rangle$ は半定量的なものでありその信頼度、適用限界が明確でない。

一方 FESHBACH³⁾ らは主として中性子の total cross section に現われるバンプを説明するものとして “2p-1h (door way) state” を提唱してきたが、1 時期 fluctuation をも “2p-1h state” と見ていたことがあった。これに対し 1965 年 Antwerp の Int. Conf. で BRINK D. M. は⁴⁾ “Intermediate structure theory と fluctuation theory は同一の現象の 2 つの相異なる対立した見方と思われた時期があったが今や両方とも起こるということが一般的に一致した見解となった。 $\Gamma \sim 50$ keV は fluctuation であり、 $\Gamma \sim$ 数 100 keV は intermediate structure である。問題はそれをいかに分離するかにある。”と述べ終止符が打たれた。このようなことは heavy ion reaction の “molecular state” にも起こった。最初 BROMELY ら⁵⁾⁶⁾ が $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ system で見つけたと提唱した “molecular state” に対しては Copenhagen の BONDORF⁷⁾⁸⁾ らによって fluctuation で片づけられた。ところが 1967 年 Tokyo Conf. において BROMELY 一派のまき返しがありもっと高い

エネルギー領域 $E \approx 80$ MeV で “ $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ system に fluctuation では説明つかない共鳴を見つけた。(90° 方向で励起関数が最も激しく振動しているのは fluctuation では説明できない。)

SINGH *et al.*¹⁰⁾ は computer によって cross section を $\Gamma/D > 1$ の条件の下に人工的に作ることにより modulation の現われる確率を調べそれがじゅうぶん高いひん度で起こりうることを示し、intermediate structure を確定づけるためには J^π なども決めなければならないとした。そこで SINGH *et al.* や Argonne group は各々 $^{26}\text{Mg}(\alpha, \alpha)^{26}\text{Mg}$ ¹¹⁾, $^{19}\text{F}(n, n)^{19}\text{F}$ ¹²⁾ の elastic scattering に対して phase shift analysis をおこない intermediate structure を決める一方法として成功した。

1967 年 Tokyo Conference で SCHIFFER J. P.¹³⁾ は、 “Intermediate structure は当初理論的な期待として幅が single particle width と fluctuation の compound width の中間である数 100 keV を持ち mode としては 2p-1h state に限られていた。しかしその後 mode はさらに多様なものが考えられ実験的にもさまざまな方法が試みられている。しかしながら、結局のところ intermediate structure に対しても通常の parameter である spin, parity, iso spin や transition probability などがその spreading width とともに決められなければならない。このような厳しい条件をつけるならば、今のところ議論の余地がないのは Isobaric Analog Resonance (I. A. R.) である” と述べた。

I. A. R. が intermediate resonance として明白になり得たのは parent 核の low lying state を鏡とすることができたために resonance の性質を比較的容易に決定できる点にあった。したがって今のところ I. A. R. のさまざまな性質を調べ上げることが intermediate structure を研究していく 1 つのよい方法に思える。

一方 BLOCH C. は¹⁴⁾ 情報理論を核反応論に応用することにより fluctuation を noise として扱い intermediate structure を signal としてその分離法を探究している。

さて、fluctuation 領域に intermediate structure が現われるとき fluctuation にはそれがどのように反映されるであろうか？

① まず excitation function に $\Gamma_{int} > \Gamma_c$ の幅でバンプが現われる。したがって、auto-correlation function より (4) 式を使って Γ を評価するとき、実際の Γ_c より大きく見積られ Γ_c を正しく出すためには $\langle \sigma \rangle$ を単に算術平均でない modulation のパターンを考慮したもので置き換える必要がある¹⁵⁾。

② Intermediate structure はそれ自体を 1 つの single level と見なすことができる。するとたとえ fluctuation の影響を受けるにしても角度によってそれほど違わないところにバンプが常にあることになり、またその強さは 90° 対称を示すことが期待される。そしてこれは fluctuation analysis の $C(\theta, \theta')$ にも反映され大きな角度相関を

示すことになる。

③ $\Gamma/D > 1$, かつ fluctuation であるということは channel correlation function $C(\alpha, \alpha') = \frac{\langle \sigma(\alpha)\sigma(\alpha') \rangle}{\langle \sigma(\alpha) \rangle \langle \sigma(\alpha') \rangle} - 1 = 0$ に最も集約的に表現されている。

したがって、他の channel でも同じ場所に intermediate structure があるときは、fluctuation を破る決定的な証拠の1つとなることができる。

ことに reaction で intermediate resonance を言い切るためには③はきわめて重要な意義を持つ。もちろん、何らかの方法でこの J^π を決めるよう努力しなければならない。この場合、isobaric analog resonance なら手掛りはより容易になる。

ともあれこの領域の物理は cross section が一般的に

$$\sigma = (\text{Compound}) + (\text{Direct}) + (\text{Intermediate structure}) + (\text{それらの干渉項})$$

となり、reaction で intermediate を確立するという事はきわめて複雑であり難しいが、だからと言ってわれわれに攻略の手段なしと言うわけでない。またこの問題を解決していくことは核反応論の究極を目指すところに通じていよう。

2. ^{26}Al の $T=2$ Isobaric Analog Resonance の可能性

われわれは fluctuation で未解決の問題であった ② $Y_D = \sigma_D / \langle \sigma \rangle$ の信頼度と適用限界を、平均角分布法との対比により調べることを目的とした $^{24}\text{Mg}(d, p)^{25}\text{Mg}$ をすでに研究した¹⁶⁾。この反応を選んだ主な理由は ^{25}Mg の核構造の性質より、i) σ_D が大きい channel; ii) σ_c が大きく $\sigma_D \sim 0$ が期待できる channel; $P_3(7/2^+)$ iii) σ_D, σ_c が半々くらいの channel が期待できる点にあった。

平均角分布法で compound と direct を分離し引き出された spectroscopic factor は絶対値で理論値と誤差の範囲内で一致した。そして fluctuation analysis をこれと比較させ平均角分布法で $Y_D > 0.5$ のとき両者はほぼ一致し fluctuation analysis もこの場合は近似的によいことが示された。

ところが $P_1(1/2^+)$ が異常な振舞いをした。

① Fig. 2 から明らかなごとく modulation が強く現われている。そのため fluctuation analysis の際 $\langle \sigma \rangle$ は点線の modulation pattern を用いねばならなかった。 $E_d \approx 2.90 \text{ MeV}$ で前方と後方の励起関数にいつも fluctuation では説明のつかない顕著な resonance がある。 90° 近傍ではそのエネルギー点がずれたり、resonance がはっきりしないことがあるが、これはその付近で共鳴が小さくなるため他の fluctuation がかぶってくると解釈できる。そして恐らくこの resonance は $l=2$ の D-wave が主に効いていることを示唆する。これは角度相関にも反映され $l_{\max} = 4$ となった。ところが modulation の影響を取

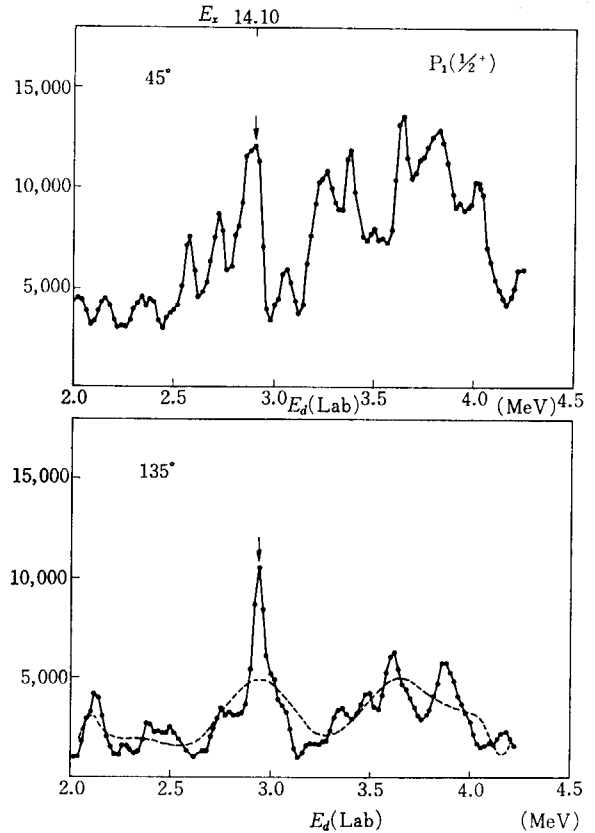


Fig. 2 Typical excitation curves for the reaction $^{24}\text{Mg}(d, p_1)^{25}\text{Mg}(1/2^+)$ obtained at $\theta = 45^\circ$ and 135°; $\langle \sigma \rangle$ obtained by Legendre method.

り除いた角度相関ではこれが $l_{\max} = k_a R = 3$ となり期待値と一致した。

② Integrated cross section は Fig. 3 に見る通り $E_d = 2.90 \text{ MeV}$ で明らかに resonance を示している。低エネルギー側に尾を引いていることに注目したい。

一方このような resonance はより低いエネルギーでも現われている。 $E_d = 1.80 \text{ MeV}$ で $P_3(7/2^+)$ を除いたすべての channel の integrated cross section に共鳴が見られる¹⁷⁾。 $^{24}\text{Mg}(d, n)^{25}\text{Al}$ の mirror reaction でもこの付近で $Y_D = \sigma_D / \langle \sigma \rangle$ が小さいところの励起関数にはやはり同様な共鳴が現われている (Ref 18 の Fig. 3 $\theta_n = 45^\circ$)

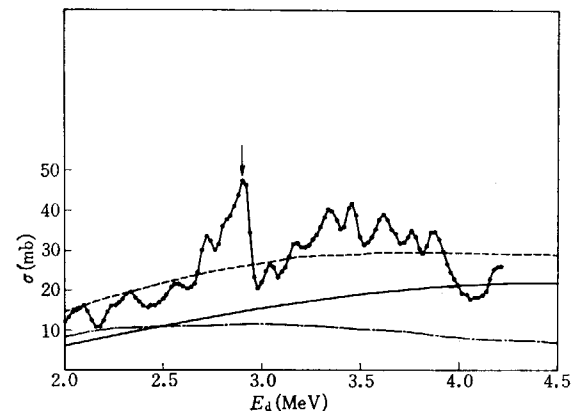


Fig. 3 Excitation function for the integrated cross section of $^{24}\text{Mg}(d, p_1)^{25}\text{Mg}(1/2^+)$. —; σ_D - - -; $\langle \sigma \rangle_{\text{H.F.}}$; $\langle \sigma \rangle_{\text{H.F.}} + \sigma_D$

いま ^{26}Na の ground state $T=2$ に対応するエネルギーを ^{26}Al で求めてみると、

$$E_{T=2} = 2(\Delta_c - \delta) + ({}^{26}\text{Na} - {}^{26}\text{Al}) \quad (5)$$

$$\delta = n - p, \quad \Delta_c = 1.444 \times \frac{Z}{A^{1/3}} - 1.13 \text{ (MeV)}$$

この核の付近で Δ_c が近似値による誤差の傾向を考慮に入れると¹⁹⁾、

$$E_{T=2} = 12.70 \pm 0.3 \text{ (MeV)}$$

一方 $E_d(\text{lab}) = 1.80 \text{ MeV}$ は compound ^{26}Al の励起状態 $E_x = 13.07 \pm 0.05 \text{ (MeV)}$ であり誤差の範囲で $E_{T=2} \approx E_x$ である。 ^{26}Na 核は β -decay よりその ground state が $J^\pi = 2^+, 3^+$ とわかっているだけで²⁰⁾ その励起状態はまったく性質が知られていない。したがって $E_d \approx 2.90 \text{ MeV}$ の resonance が ^{26}Na の励起状態の $T=2$ に対応するかどうかはいまだまったく不確定であるが、今のところ重要な手掛りは $E_d \approx 1.80 \text{ MeV}$ resonance の J^π を決めてやることである。

今まで $T=2$ が analog resonance で見つかったのは $4n$ 核 ($^{20}\text{Ne}, {}^{24}\text{Mg}$ etc)^{21~23)} や $4n+1$ 核²⁴⁾ でありこの場合 $\Gamma = 1 \sim 2 \text{ keV}$, $\Gamma_p \leq 1 \text{ keV}$ で非常に sharp なため anomaly として (p, p) elastic scattering で観測された。またこの時 T の impurity は約 1.5% 程度²²⁾ であり、その条件の下に $\Delta T=1$ の forbidden は破れた。 Γ がきわめて狭いため $\Delta E_p < \Gamma$ の条件を満たすには入射粒子に $\Delta E_p \leq 1 \text{ keV}$ の分解能が要求された。そしてこの分解能を持ってこそ始めて $\Gamma_{T<} \approx$ 数 10 keV の領域で anomaly の $T=2$ state が見られたわけである。ところが今回 ^{26}Al の intermediate structure を ^{26}Na の $T=2$ analog resonance とすれば特徴的なことは $\Gamma_{T=2} \approx 100 \text{ keV}$ ときわめて広く観測されていることである。この領域は fluctuation analysis よりすべての channel に対して $\Gamma_{T<} = 40 \pm 10 \text{ keV}$ と求まっているので¹⁶⁾、これら resonance は $\Gamma_{T=2} > \Gamma_{T<}$ で出ていることになる。 $4n$ 核の場合と本質的に異なるのはこの点であるが、これは $^{13}\text{Al}_{13}$ が odd-odd 核であるための特殊性によるものと思われる。すなわち odd-odd 核であるため level は非常に混んでおり、なかんずく $4n$ 核の場合と異なり $T=2$ の resonance に $T_{<} = 0, 1$ が数 10% 混っていることが考えられる。

すると (p, n) 反応で $\Delta T=1$ の forbidden にもかかわらず、I. A. R. が現われたのと同じことが今の (d, p) 反応では $\Delta T=2$ の forbidden を incident channel において破って起こっているのではないか？

Robson *et al.*²⁵ が $^{92}\text{Zr}(p, n)$ の $E_p = 6 \text{ MeV}$ resonance を合わせた式は、

$$\sigma_{pn}^{\text{tot}} \approx \sigma_p^1 \left\{ \frac{(\epsilon \lambda - E)^2}{(E - E_0) - 1/4 \Gamma_0^2} \right\} \quad (6)$$

であり、ここに σ_p^1 は resonance 近傍での $T_{<}$ の cross section, $\epsilon \lambda$ は R -matrix の eigen value, $E_0 = \epsilon^\lambda + \Delta_0$ で Δ_0 は level shift. これより明らかごとく $E = E_0$ に対して(6)式は左右非対称になる。また

$$\Gamma_0 = \Gamma_{op} + W \quad (7)$$

であり、 Γ_0 は spreading width W を含む形になっている。そのために (p, n) の total cross section は $T_{>}$ と $T_{<}$ の干渉がもろに効いて来て低エネルギー側に尾を引いている。

Fig. 3 に見るごとく今回の場合も同様なアナロジーが使えるように思えるが、ただし(6)式がそのまま使えるかどうかは今回の場合 R -matrix は $R = R_{T=2} + R_{T=1} + R_{T=0}$ となるので吟味が必要のようだ²⁶⁾。

なお、実験的にいっそう確かめるためには次の実験が考えられる。

- 1) $^{24}\text{Mg}(d, n)^{25}\text{Al}$ の mirror reaction で見る。このとき、 $Y_D = \sigma_D / \langle \sigma \rangle$ が小さい後方の角度で (d, p) との resonance の同時性を見るのが、特に有力と思われる。
- 2) $^{24}\text{Mg}(d, d)^{24}\text{Mg}$ の elastic scattering で見ること。
- 3) $^{25}\text{Mg}(p, p)^{25}\text{Mg}$ の p を用いて $\Delta T=1$ の forbidden で見る。このとき p' の非弾性で見えることも興味深い。
- 4) $^{26}\text{Mg}(p, n)^{26}\text{Al}$, $^{26}\text{Mg}(^3\text{He}, t)^{26}\text{Al}$ と T -allowed reaction を用いて残留核で ^{26}Al の $T=2$ state を見ること。

5) さらに ^{26}Na の excited state がわかればきわめてよいわけであるが、実験的には種々の困難さがあるにしても $^{26}\text{Mg}(n, p)^{26}\text{Na}$ や $^{26}\text{Mg}(t, ^3\text{He})^{26}\text{Na}$ などで spectrum を測れることが望ましい。

$4n+2$ の self-conjugate 核では $T=2$ state がわかっていないので、もしこれらの実験により ^{26}Al の $T=2$ state が確認されれば意義が深いと思われる。

3. おわりに

タンデム・バンデグラフはそのエネルギーの高さや加速粒子種類の増加だけでなくエネルギー可変で分解能がよいという点で依然として特徴を発揮しよう。すなわち resonance を調べる有用な研究手段として今後とも命脈を保つことは疑いない。

今回のシンポジウムでは本テーマについて多くの研究者からの活発な討論とサポートが得られた。ことに原研の塚田先生には多くの励ましを頂いた。それらに対し深い謝意を表したい。

また本論文は加藤静吾氏との討論の中で生れることができた。森田右、宇井治生両先生には有用な示唆と御教示を頂いた。松井芳子嬢には計算のお手伝いをして頂いた。これらに対し筆者は深く感謝する次第である。

References

- 1) ERICSON T.: *Adv. Phys.* **9**, 425 (1960)
Ann. Phys. **23**, 390 (1963)
- 2) ERICSON T. and MAYER KUCKUK T.: *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **16**, 183 (1966)
- 3) BLOCK B. and FESHBACH H.: *Ann. Phys.* **23**, 49

- (1963)
- 4) BRINK D. M.: "Nuclear Structure Study with Neutrons" (Proc. Int. Conf. in Antwerp) p. 278 (1965)
 - 5) ALMQVIST E., BROMLEY D. A. and KUEHNER J. A.: *Phys. Rev. Lett.* **4**, 515 (1960)
 - 6) ALMQVIST E., BROMLEY D. A., KUEHNER J. A. and WHALEN B.: *Phys. Rev.* **130**, 1140 (1963)
 - 7) BONDORF J. P. and LEACHMAN R. B.: *K. Danske. Vidensk. Selsk.* **34**, 10 (1965)
 - 8) ALMQVIST E., KUEHNER J. A., MCPHERSON D. and VOGT E. W.: *Phys. Rev.* **136**, B84 (1964)
 - 9) BROMLEY D. A.: Int. Conf. Nucl. Str. Study in Tokyo, Session VII 250 (1967)
 - 10) SINGH P. P., HOFFMAN-PINTHER P. and LANG D. W.: *Phys. Lett.* **23**, 255 (1966)
 - 11) SINGH P. P., WATSON B. A., KROEPFL J. J. and MARVIN T. P.: *Phys. Rev. Lett.* **17**, 968 (1966)
 - 12) MONAHAN J. E. and ELWYN A. J.: *Phys. Rev.* **153** 1148 (1967)
 - 13) SCHIFFER J. P.: Int. Conf. Nucl. Str. Study in Tokyo Session IX 319 (1967)
 - 14) BLOCH C.: *Nucl. Phys.* **A112**, 257 (1968)
 - 15) PAPPALARDO G.: *Phys. Lett.* **13**, 320 (1964)
 - 16) LEE S. M., HIRATATE Y., MIURA K., KATO S. and MORITA S.: *Nucl. Phys.* **A122**, 97 (1968)
 - 17) OMAR H. M., ZALOUBOVSKY I. I., BAKR M. H. S., ZAGHLOUL R. and GONTCHAR V. J.: *Nucl. Phys.* **56**, 97 (1964)
 - 18) DIETZSCH O., WILMORE D. and HODGSON P. E.: *Nucl. Phys.* **A106**, 527 (1968)
 - 19) HARCHOL M., JAFFE A. A., MIRON J., UNNA I. and ZIONI J.: *Nucl. Phys.* **A90**, 459 (1967)
 - 20) ROBINSON, LUCAS and JOHNSON: *Phys. Rev.* **122**, 201 (1961)
 - 21) RIESS F., O'CONNELL W. J., HEIKKINEN D. W., KUAN H. M. and HANNA S. S.: *Phys. Rev. Lett.* **19**, 367 (1967)
 - 22) BLOCK R., PIXLEY R. E. and TRUÖL P.: *Phys. Lett.* **25B**, 215 (1967)
 - 23) KUAN H. M., HEIKKINEN D. W., SNOVER K. A., RISS F. and HANNA S. S.: *Phys. Lett.* **25B**, 217 (1967)
 - 24) OGATA K.: *in this report.*
 - 25) ROBSON D., FOX J. D., RICHARD P. and MOORE C. F.: *Phys. Lett.* **18**, 86 (1965)
 - 26) Ui H.: Private communication.

第 6 部

複 合 核 反 応

(座長：宇田川 猛)

Part 6

Compound Nuclear Reaction

(Chairman : TAKESHI UDAGAWA)

1. 原子核のリラクゼーションと物性との類似

京大化研 柳 父 琢 治

1. Nuclear Relaxation and Its Analogy in the Properties of Bulk Material

TAKUJI YANABU

Institute for Chemical Research

Kyoto University

The nuclear reaction mechanism is reviewed from the standpoint of its time sequence. The similarity between the nuclear relaxation and mechanical relaxation of visco-elastic materials is noted. The response characteristics of the nucleus to the pulse action of the incident particle are discussed referring the recent development in the field of computer experiments on the equilibrium attainment of many particle systems.

1. 核反応の時間依存性——話の始まり

従来の核反応の理論は、initial state と final state とを適当な相互作用で結びつけるだけで、途中で何が生じたかには触れていない。しかし私は途中何事が生じたかを知りたい。何がもとでそういう問題を考えるようになったか、が話の始まりである。始まりのひとつは、以前に行なった(d, α)反応である。(d, α)反応をpick up reaction と考えることは、 $d+d \rightarrow \alpha$ 反応が、核内で生じたと考えるに等しいが、on shell での $d+d \rightarrow \alpha + \gamma$ 反応の断面積はきわめて小さく $10^{-34} \text{cm}^2/\text{sr}$ の程度である¹⁾。 $d+d \rightarrow \alpha + \pi^0$ は isospin の制限がゆるくなるがそれも

$10^{-32} \text{cm}^2/\text{sr}$ の程度である²⁾。したがって簡単に pick up と考えるのは、(d, α) 反応の断面積がかなり大きい点から無理で、むしろ knock out と考えるほうが自然である。ところが knock out と考えることは、アルファクラスターの存在を予想するに等しいが、 ^{12}C の (α, 2α) 反応の結果から見ると、 ^{12}C の基底状態にアルファクラスターは存在していないようであるので、knock out も不都合で、アルファ粒子が、生じたものと考えられる。つまりある意味での sequential decay である。この考えを支持してくれるものとして、Balashov のおこなった、(α, 2α) の解析がある³⁾。Fig. 2 と Fig. 3 がわれわれのおこなった $^{12}\text{C}(\alpha, 2\alpha)$ および $^{16}\text{O}(\alpha, 2\alpha)$ 反応の実験の解析結果であるが、図中の点線は、平面波インパルス近似、実線は final state でのアルファ歪曲波近似で、特に ^8Be の共鳴状態を考慮したものである。Initial state でのアル

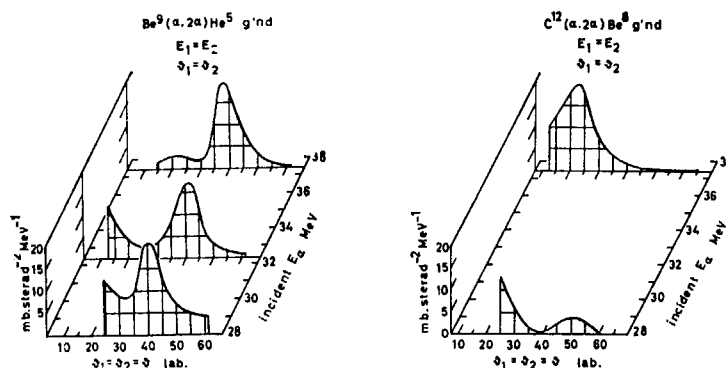


Fig. 1 Energy dependence of the (α, 2α) reaction on ^9Be and ^{12}C . Figure from T. Yanabu et al.: *J. Phys. Soc. Japan* 24 667 (1968)

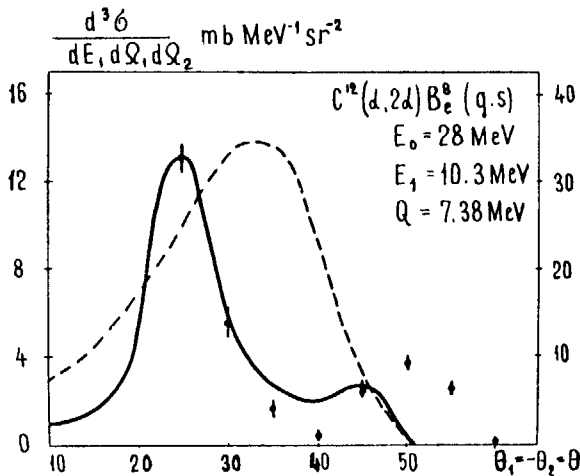


Fig. 2 Fit of the Balashov theory to the experiment on $^{12}\text{C}(\alpha, 2\alpha)^8\text{Be}$ reaction. Figure from Ref. 3).

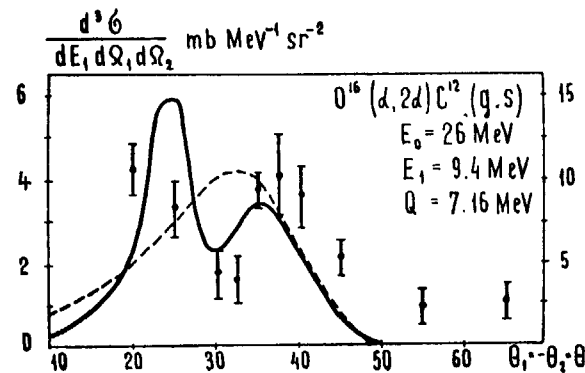


Fig. 3 Fit of the Balashov theory to the experiment on $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)^{12}\text{C}$ reaction. Figure from Ref. 3).

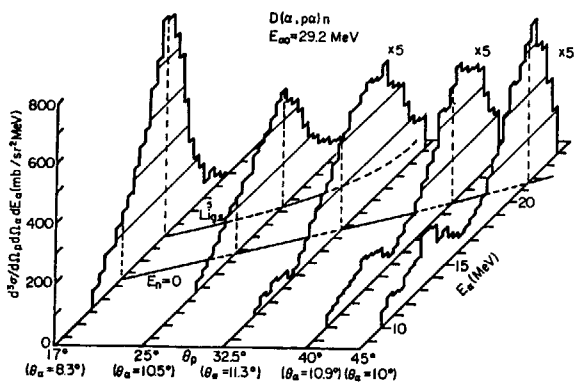


Fig. 4 Coincidence energy spectra of alpha particles from the reaction $\text{D}(\alpha, p\alpha)\text{n}$. Figure from Ref. 4

ファ歪曲波近似は、ちょうど実線と逆対称の結果を与える。この結果から見ると、始めにはアルファクラスターは存在せず、sequential decay としてアルファ粒子が生れてきたのだと解釈してもそう突飛ではない。次は initial state と final state との干渉の問題である。Fig. 4 は、最近に蹴上でおこなわれた、重陽子のアルファ粒子衝撃による分解反応のスペクトル⁴⁾であるが重陽子中の中性子がスペクテーターである場合と、final state での陽子-ヘリウム間の共鳴散乱との間にかなりの干渉がある。つまり initial での重陽子ポールと final での ^7Li 基底状態

とは無縁ではない。一方でポールが分解していき、他方で ^5Li が形成されていくと考えてよいであろう。

もう一つの問題は、3個の粒子の間の2個の粒子系がおのおの共鳴状態を形成する、resonance overlap の問題である。Fig. 5 は、最近蹴上でおこなわれた、 $^7\text{Li} + \alpha \rightarrow \alpha + \alpha + t$ 反応の実験結果⁵⁾であるが、 α と t とが2組同時に ^7Li の 7.48 MeV state を形成するとき、ピークの幅がシャープになるという現象がある。Fig. 4 で、 θ_m が 30° のときが resonance overlap である。そのときのスペクトルを Fig. 6 に示す。実はこの反応では、となりの resonance が近いところにくるので、定性的な結果に止まるが、もっとはっきりした結果が、 $^{10}\text{B} + d \rightarrow \alpha + \alpha + \alpha$ 反応で得られている⁶⁾。それを Fig. 7 に示す。図は α と α とが、 ^8Be の 4^+ (11.4 MeV) 状態で resonance overlap を生じた場合の、2次元のコインシデンススペクトルおよび投影スペクトルであるが、自由空間での $^8\text{Be} 4^+$ 共鳴散乱の幅は 7 MeV であるのに、resonance overlap を生じた場合には、2.5 MeV の幅、すなわち約 1/3 近くに幅がせまくなっている。この現象の満足な説明はまだないが、共鳴が重なると、反応時間がのびるということを示している。以上は、われわれ自身が経験したことを主に述べたのであるが、核反応の time dependence というか、時間的な経過にわれわれが興味を持つに到った由

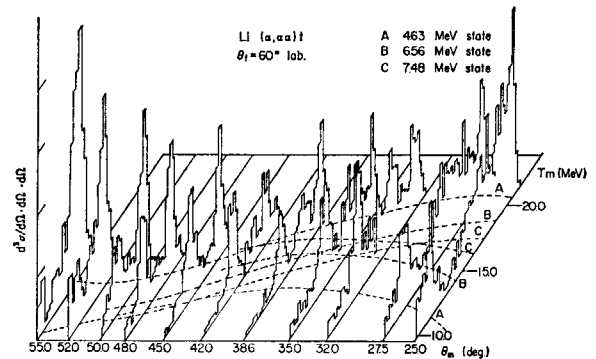


Fig. 5 Coincidence spectra of alpha particles from the reaction $^7\text{Li}(\alpha, \alpha\alpha)t$. The dashed lines A and so on refer to the expected position of the peak in the spectrum corresponding to the definite state of ^7Li . Figure from Ref. 5).

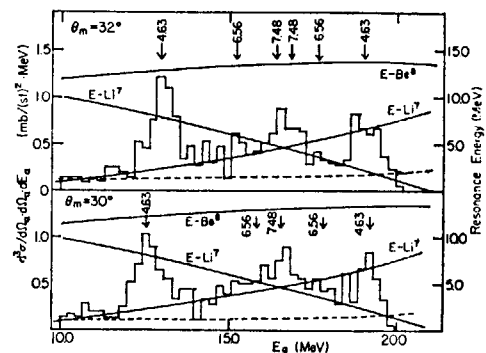


Fig. 6 Coincidence spectra of alpha particles at angles near the overlapping resonances between α and T . Figure from Ref. 5).

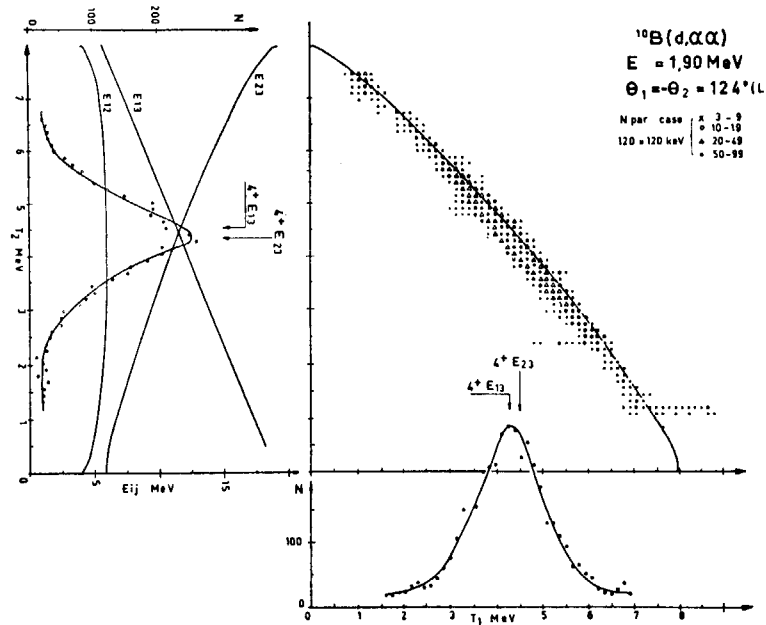


Fig. 7 Coincidence spectra of alpha particles from the reaction $^{10}\text{B}(d, \alpha\alpha)$ ^4He . Resonance 4^+ state of an α - α system overlaps to the 4^+ state of other α - α system. Figure from Ref. 6).

来は了解して頂けると思う。

2. 直接反応においても時間は無視できない

核反応を direct process と compound process とに分けて考えることが従来おこなわれてきたが、この二つの過程はむしろ連続していると考えべきである。問題は、直接反応といえども時間を要するという事実と、複合核が形成されるまでの時間は、意外と短いという2面から生じてくる。Fig. 8 は、2 GeV の陽子の重陽子による弾性散乱の角分布であるが、1回散乱だけとしたのでは図中の鎖線の分布になり、実験とまったく合わない。2回散乱でかつ、2回荷電交換をおこなうとした実線が最もよく実験を説明する⁷⁾。さらに、1 GeV の陽子の、ヘリウムによる弾性散乱⁸⁾を、Fig. 9 に示すが、この図中の実線は光学ポテンシャルで合わせたものである。図の実験結果はちょうど低エネルギーでの散乱のように、明白な回折現象を示している。この回折現象は、入射粒子のドブローイ波長が、核内核子間距離よりも短いので、一見不思議であるが、GLAUBER⁷⁾は、これを多重散乱の効果であるとして説明した。Fig. 10 は GLAUBER の与えた、1 GeV の陽子とヘリウムとの弾性散乱における、1回散乱、2回散乱、3回、4回散乱の効果⁷⁾である。奇数回の散乱と偶数回の散乱とは、お互いに destructive に干渉するので、散乱に山谷が現われる。この結果より見ると、高エネルギー核子と核との散乱という、最も direct 的な現象においても、多重散乱、したがって零でない時間を費やして散乱が生じているということに

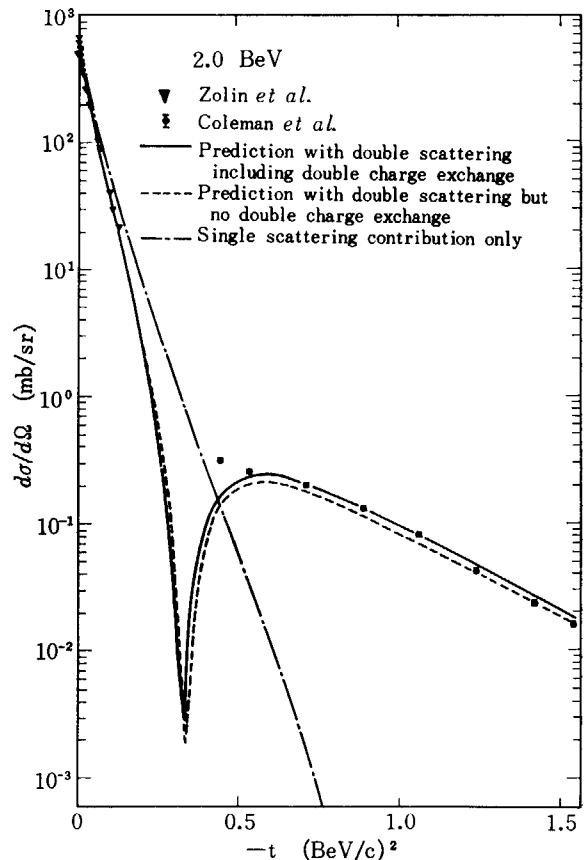


Fig. 8 Differential cross sections of 2.0 GeV protons scattered elastically from deuteron. Figure from Ref. 7).

なる。多重散乱をくりかえすと光学ポテンシャルに帰するという GLAUBER の指摘もあり⁷⁾ 低エネルギーでの diffraction scattering の時間はかなり長いのではないかと考えられる。

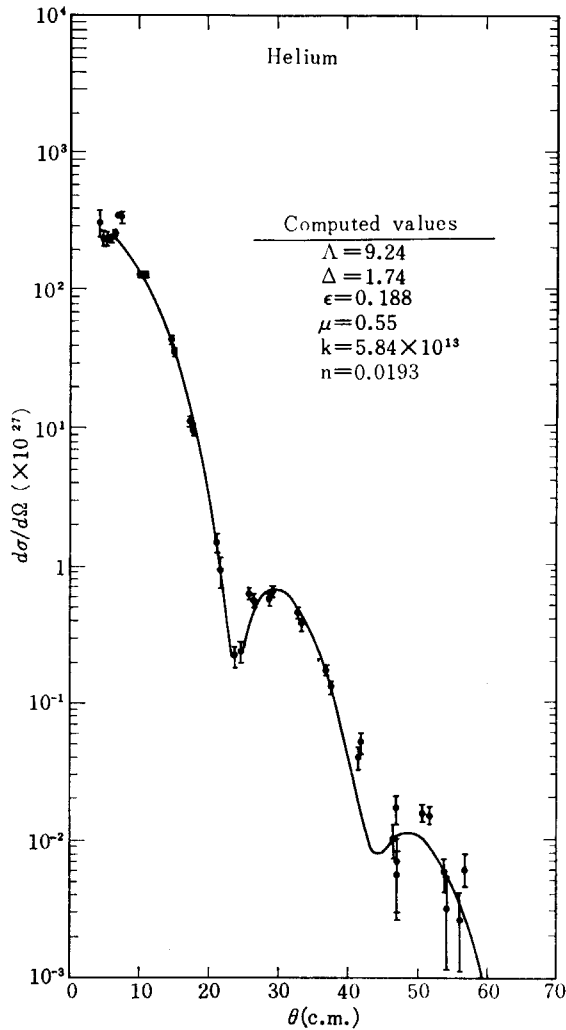


Fig. 9 Angular distribution of 1 GeV protons scattered elastically from helium. Figure from Ref. 8).

弾性散乱を、時間を考えに入れて記述する方法の1つは波束によって入射粒子を表現することである。この記述方法は、大村充氏によって採用され⁹⁾、formalismが与えられているが、ここでは大村氏の方法を発展させた、ACKERの計算結果¹⁰⁾をあげておこう。ACKERは、共鳴散乱の幅を Γ とすると、散乱された粒子のエネルギー・スペクトルと断面積が、検出器をスイッチオフする時間によって異なるという結果を得た。Fig. 11において、 T とあるのは、共鳴の寿命 Γ^{-1} を単位としたスイッチオフするまでの時間である。 Γ^{-1} に比しじゅうぶん長い時間をかけて測定した場合と、 Γ^{-1} よりも短い時間内に測定を終った場合とでは、エネルギー・スペクトル、断面積にかなりの相違がある。つまり観測時間によって現象が異なって見えるということである。ACKERはMÖSSBAUER効果を使ってこの時間効果を検出する可能性を指摘しているが、核子の散乱においても、適当なスイッチオフの手段があればこの時間効果は検出可能のはずである。しかし核反応の時間内で作動するスイッチは、やはり核現象を利用したものになるので、相互規定が必要になる。

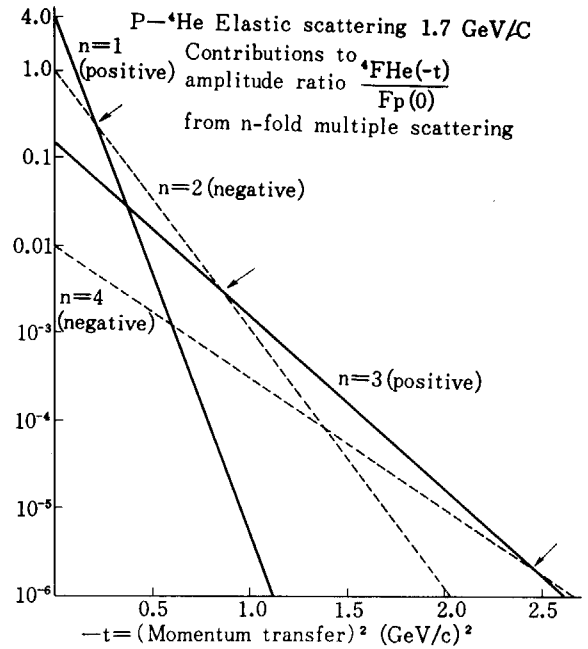


Fig. 10 Contributions of the various multiple scattering terms to the amplitude for elastic scattering of 1 GeV protons from ${}^4\text{He}$. Arrows in the figure indicate the positions of zero angular distributions. Figure from Ref. 7).

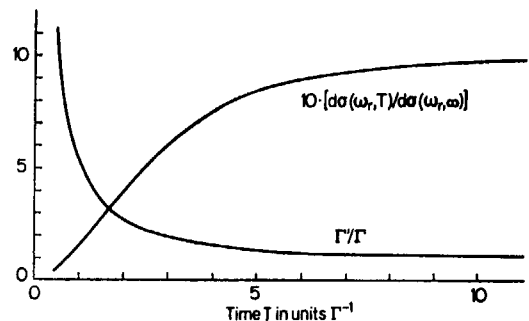
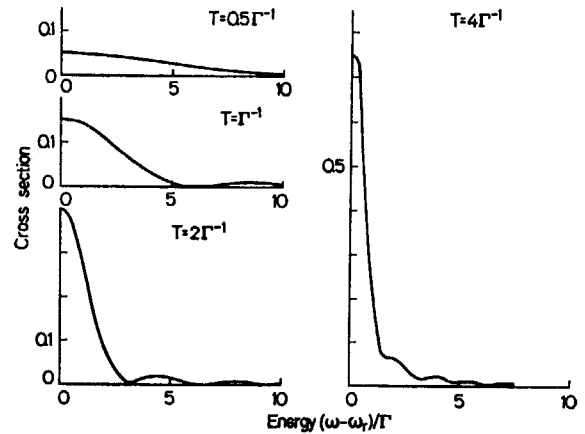


Fig. 11 Cross sections for pure resonance scattering for various switch-off-times T of the detector. Figure from Ref. 10).

3. 原子核の equilibrium attainment

原子核現象の時間の単位は、光が原子核を通過する時間とか、核内核子の振動の周期とかである。原子核を一種の空洞共振器と考えるなら、共鳴の幅はこの共振器の Q を示している。 Q の高い、したがって共鳴の幅のせまい共振器中に、定在波をつくるには、長い build up time を必要とすることは、電磁気学でよく知られている。原子核でも、共鳴状態が出現するためには、入射粒子の波は何回か原子核内で反射されて、定在波を形作るのであろう。従って、共鳴の build up ということが考えられる。われわれが普通準位幅とっているのは、decay の幅であって、build up time は無視しているのであるが、原子核に外部から刺激を与えた場合に、その刺激が全体に配分されて、平衡状態、すなわち複合核を形成するまでの時間はどれくらいであろうか。この疑問に対する1つの答が、電子計算機を使ったシミュレーション実験¹¹⁾で得られている。今100個のフェルミ粒子が、原子核の大きさの程度の容積 V の中に閉じこめられているとし、

このフェルミガスの一部分にエネルギーを与えて、全体で 1054 MeV の励起エネルギーを持たせる。この容積 V の物体は、実験室程度の大きな容積 Ω の中を自由に動きうるものとする。 V の中では粒子は 0 から 96 MeV までのエネルギーを取り得るものとし、 Ω の中では(実験室系で) 0 から 48 MeV のエネルギーを取りうるものとする。最初 $t=0$ において、 V 内で 20 MeV から 48 MeV までのエネルギー状態の occupation number が 1 で、他のエネルギー状態の occupation number は 0 であるような励起エネルギーを与えておく。この矩形波状の分布が、時間とともにどう変化して平衡状態に近づくかを時間の関数として求めた結果が Fig. 12 および Fig. 13 である。 Fig. 12 は、容積 V の中でのエネルギー分配が、時間とともにどう変るかを示したもので、時間の単位は、核子の successive collision time の平均値、具体的には 2.3×10^{-23} sec である。 $t=\infty$ での分配を equilibrium とすると、 t が 35 ですでに平衡状態に達していることが、下側の図からわかる。また Fig. 13 は、上側が V の外の空間に飛びだした粒子のエネルギー分布、下側は個数で、35 単位時間たつまでに 14 個ほどの粒子が、核から飛び出しているという結果である。この計算は、核子-核子間の相互作用として、 n - n 散乱の断面積を用いている。この結果から見れば、原子核は 10^{-22} sec、たかだか 10^{-21} sec

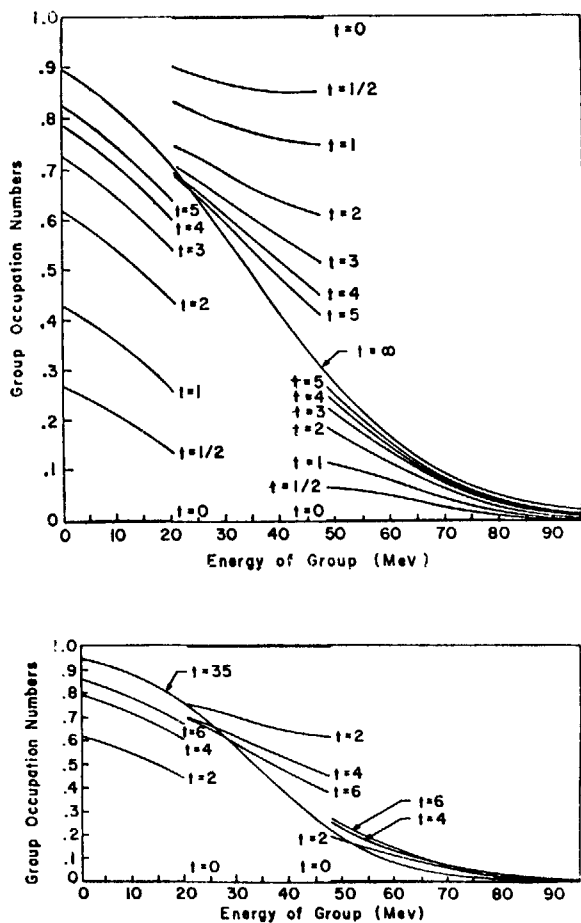


Fig. 12 Total configuration of a 100-particle Fermi system at various times. The initial excitation of the system was 1054 MeV. The time t is in units of 2.3×10^{-23} sec. Figure from Ref. 11).

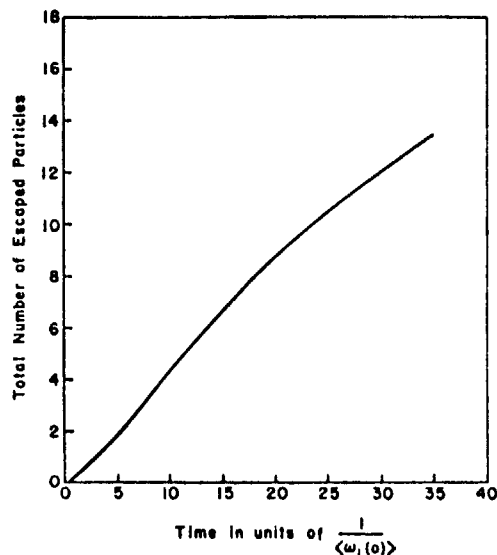
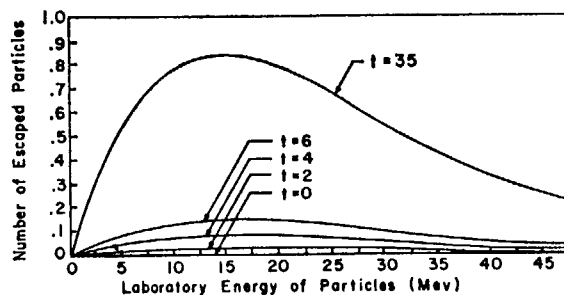


Fig. 13 Total number and laboratory energy of escaped particles up to time t . Figure from Ref. 11).

で平衡状態に達するというので、核反応で複合核が形成されるに必要な時間もこの程度であろうと推量される。

複合核の形成に必要な時間については、すでに約 10 年以前に WILETS が論じている¹²⁾。彼は、核子 1 個が重い原子核に捕獲された場合に、集団変形が成長していく過程を解析的に表現し、核分裂の saddle point に達するまでの時間は、核子の運動の周期の 50 内至 100 倍程度と推定している。この build up time は HARP たちの計算機実験¹¹⁾とだいたい合っている。以上より考えると、複合核が形成される時間は、意外と短いもので、核子の核内での collision time の数十倍程度で、普通複合核過程は、 10^{-17} sec 位またはそれ以上の時間を要すると考えられているのは、ガンマ崩壊の寿命をそのまま複合核の build up time と考えた誤解に基づいているのではないかと思われる。実際に最近 blocking 効果によって、ウランのフィッションの寿命を測定した結果¹³⁾は、 10^{-17} sec 以下ということで上の推定を支持している。Blocking の実験については、丸山氏の論文を参照していただくこととしてここでは省略する。

4. 物性における mechanical relaxation—
Rheology

原子核を多体問題として考える場合には、マクロの世界の物性と原子核の世界の現象とに、種々の類似が成り立つことはまったく当然である。原子核に外部からパルス状の刺激が与えられた場合に、原子核は一種の空洞共振器のごとくに応答し、平衡状態に接近していくという現象と類似の性質は、力学的 relaxation として、マクロの世界では古くから知られている。それが Rheology である。たまたま私が化学の研究所にいて、20年前にレオロジーをかじったことがある、ということで、原子核のレオロジーについて以前から考えていたのであるが、原子核の物理の方には恐らくなじみのない学問であろうと思うので、失礼を承知の上で、レオロジーの簡単な紹介をさせていただきたい。Fig.14 はチューインガムに瞬間的に一定の伸びを与えた時の応力の時間的変化¹⁴⁾で、応力は relaxation time 約 8 秒で減少していく。これは外から見た現象的法則であるが、やはり一種の平衡接近

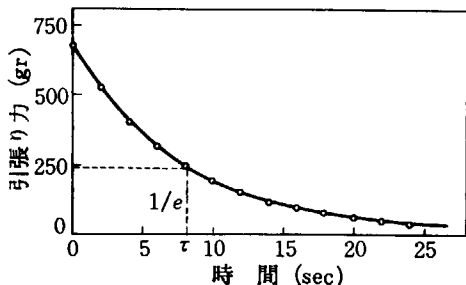


Fig. 14 Stress relaxation of chewing gum. Figure from Ref. 14).

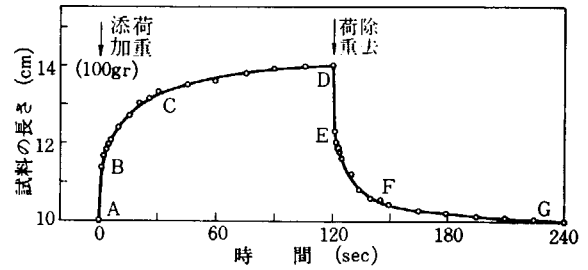


Fig. 15 Retarded elasticity of vinyl yarn. Figure from Ref. 15).

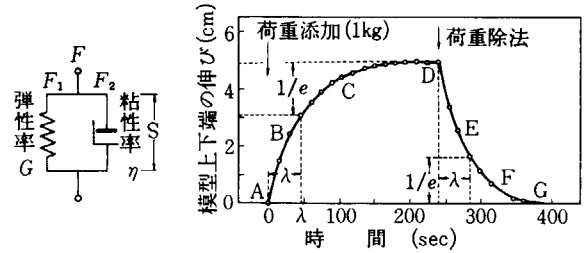


Fig. 16 VOIGT model and its application to the retarded elasticity. Figure from Ref. 16).

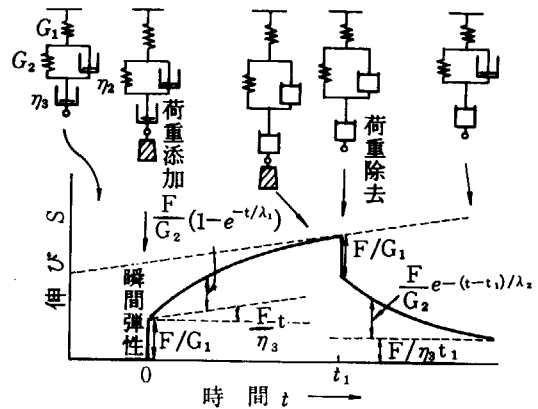


Fig. 17 Generalized model of visco-elasticity. Figure from Ref. 17).

で、relaxation time が長いために人間にたやすく観測されるのである。Fig.15 は、ビニールヤーンに、パルスの一定の荷重を加えたときの伸びの時間的変化¹⁵⁾で、retarded elasticity とよばれている。ちょうど電気回路の余効関数のような形である。この弾性変形も一種の relaxation を示している。Fig.16 は、遅延弾性を説明するモデル¹⁶⁾で、弾性変形と粘性流動とが並行して生ずると考えると、遅延弾性が定量的に取扱うことを示している。これに対して、Fig.14 の応力緩和現象は、弾性変形と、粘性流動とが、直列に連っているというモデルで説明される。一般には、応力の緩和も遅延弾性も混在していて、遅延弾性においても伸びは旧に復さず永久変形が残る¹⁷⁾。この様子は、Fig.17 に示されている。私が特に興味を持っているのは、変形速度と緩和時間との兼ね合いの問題で、Fig.17 に示されるように、チューインガムとか、ビニールヤーンとかを急に変形させるときに、応力が引張り強さを超えてしまうとこの物質はちぎれるとか、こわれるとかする。ところが緩和時間に比べてじ

ゆるぶんゆっくりした速度で変形させるとこれらの物質は粘性流動を示して、大きな変形が可能であるという点である。原子核の世界にも、relaxation が存在する以上は、類似の応答特性、つまり原子核の Rheology が予想される。Relaxation time に比し、非常に短い時間内に終る外的刺激に対しては原子核は剛体あるいは弾性体としてふるまい、relaxation time よりもかなり長い時間をかけた刺激に対しては原子核は液体のごとくに応答するはずである。原子核からアルファ粒子とか、リシウムとかの複合粒子が放出される反応は、rheology 的に解釈できるのではないかと、つまりクラスターができて欠け落ちるのではないかとこの予想を抱かせる。

Rheology は外から見た現象論であるが、もちろん物質の内部構造によって定まるはずのものである。弾性の起原は恐らくエントロピー弾性であり、粘性のものは、scaffolding とか高分子のおりたたみ構造が、amorphous な構造へと変化することに基づいているのであろうが、ミクロな構造からマクロの Rheology を説明することがどこまで成功しているのか、私のかじったのは昔の話で最近の進歩は知らないで何とも言えないが、多体系の力学的特徴である rheology の現象は、非可逆現象を粘性のなか、つまり非線型性のなかにおしこめてしまったという点で、次の問題につながってゆく。その問題というのは、格子振動の非線型性と熱平衡接近との関連性の問題である。

一次元の振動子の鎖を考える。質量 m の粒子がお互いにバネで結合されて、linear chain を作っているとすると、粒子の個数は、0 番から N 番までの $(N+1)$ 個であると、0 番目と N 番目とは固定されている。このうちの 1 個の粒子に時間 $t=0$ から一定の外力を与えたとき、この振動が時間とともに他の粒子にどう分配されていくか、熱平衡状態に接近するのに、どの程度の時間を要するかという問題を、電子計算機によって解いた結果¹⁸⁾が

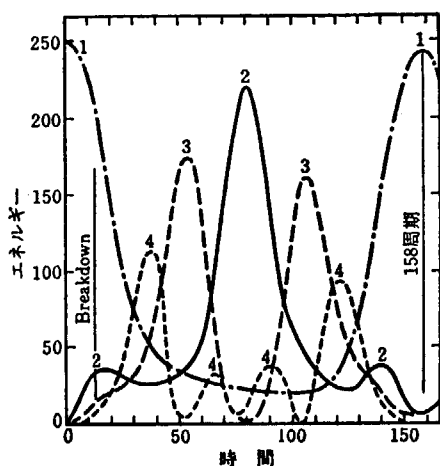


Fig. 18 Energy transfer between various modes of oscillations excited in a linear chain of 33 particles. The time t is in units of the period of fundamental oscillation. Figure from Ref. 18).

ある。その結果の一例を Fig. 18 に示してあるが、この例は、非線型性だけでは熱平衡接近はあり得ないという皮肉な結果を示している。図の中で横軸は最低の基準振動の周期を単位に取った時間軸で、縦軸はエネルギーの量である。図中の 1, 2 等の数字は、振動のモードを表わし、エネルギー E_k とは

$$E_k = \frac{1}{2} (\dot{x}_k^2 + \omega_k^2 x_k^2)$$

の関係がある。 k がモードの番号である。また粒子の数 N はこの場合 35、非線型ポテンシャルとして変位量の 3 次の量であると仮定している。フックの弾性、すなわち線型力の場合には、モード間のエネルギー交換は生じないことは古くから知られている（そうである）が、2 次の非線型力を入れても、図に示されるように、基本周期の 135 倍のところで、始めに与えられた 1 の振動モードにほとんどのエネルギーがふたたび集中してしまい、分散は生じないという結果である。ところが非線型ポテンシャルとして剛体球斥力を仮定すると、Fig. 19 に見られるごとくに、かなりの時間がたったところで急にエネルギー移動が生ずるようになる¹⁹⁾。この図は $N=15$ の場合で、上側の図にあるような hard core を仮定している。また下側の図の横軸は衝突回数を示している。核力における hard core の存在と、relaxation との関係を示唆するものとして興味がある。

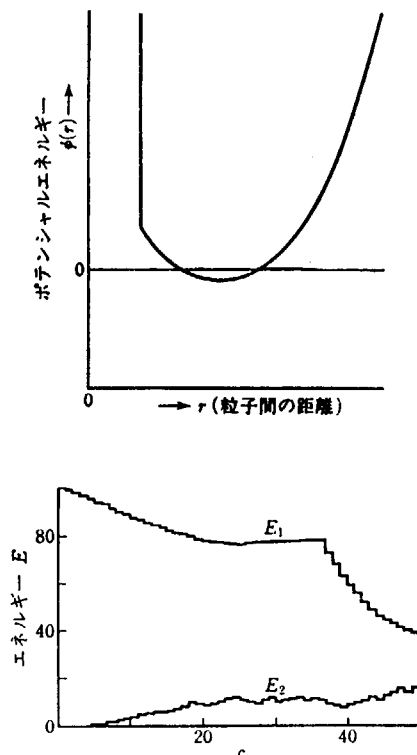


Fig. 19 Energy transfer between a mode 1 and a mode 2 coupled with non-linear interaction shown above. The horizontal axis in the lower figure shows the number of collisions among 16 particles in a linear chain. Figure from Ref. 19).

5. 核反応の time dependence の実験

ここまで考えてきたことを、乱暴にまとめるとこうなる。Direct reaction のなかには、多ければ 10 回程度の multiple scattering が含まれている。また数十回も multiple scattering をやると、核は複合核といえる平衡状態に達する。特定の mode の励起が生ずるための build up time と、relaxation time との兼ね合いで、核反応つまり原子核の外部刺激に対する応答は種々異った形をとりうる。果してそうか、それを実証する手段をわれわれは有しているか、これが最後の問題である、

この間に対する適確な解答は、私にはわからないが、可能性はいくつかあるように思われる。その 1 は、核反応の時間を推定すること、その 2 は核反応の energy dependence を、時間を入れた理論によって解析することである。

核反応の時間の測定には種々のアイデアが提出されている。前出の blocking 効果を用いるのも 1 つである。現在は 10^{-17} sec 止りであるが、recoil energy の大きい反応ではもっと短い反応時間も測定可能であろう。また、池上氏が発展させている、ワイズ磁場による precession を用いることで時間の測定が可能である。ここでは、われわれの研究室でおこなっている、3 体反応と関係のある実験を紹介する。1 つは sequential decay の方法、1 つは re-scattering の方法である。

2 個の粒子が衝突して、中間状態ができて、終状態で 3 個とか 4 個の粒子が生成される反応で、終状態から中間状態の寿命を推定できる場合がある。Fig. 20 はその 1 例²⁰⁾で、 ^{12}C に α を当て、 ^{16}O の励起状態を通して 4 個の α が生成する反応で、生成した 4 個の α 粒子の中、2 個の α 粒子を検出して、summed energy spectrum を描いた場合に、decay の mode によって spectrum の形が異なることを示している。Summed energy を $E(2\alpha)$ と書く。第 1 の場合は、 $^{16}\text{O}^*$ が 2 個の ^8Be に分解し、さらに ^8Be がおのおの 2 個の α 粒子に分裂する場合で、 $E(2\alpha)$ スペクトルは line spectrum になる。図で Q とあるのは maximum available energy である。第 2 の場合は、 $^{16}\text{O}^*$ が 2 個の α 粒子を放出して、 ^8Be が残り、ついで ^8Be が 2 個の α 粒子に分裂する場合で、この場合は三体分裂が最初に生ずるのでスペクトルはかなり幅が広い。第 3 の場合は、始めに α 粒子 1 個と ^{12}C とに分解し、次に ^{12}C が 1 個の α 粒子と ^8Be になり、さらについて ^8Be が 2 個の α 粒子に分裂する場合で、2 体分裂が最初に生ずるので、 $E(2\alpha)$ のスペクトルは第 1 の場合に近い、シャープなピークの形になる。第 4 の場合は、 $^{16}\text{O}^*$ がいきなり 4 個の α 粒子にこわれる場合で、available energy まで広がった、位相空間いっぱいの幅

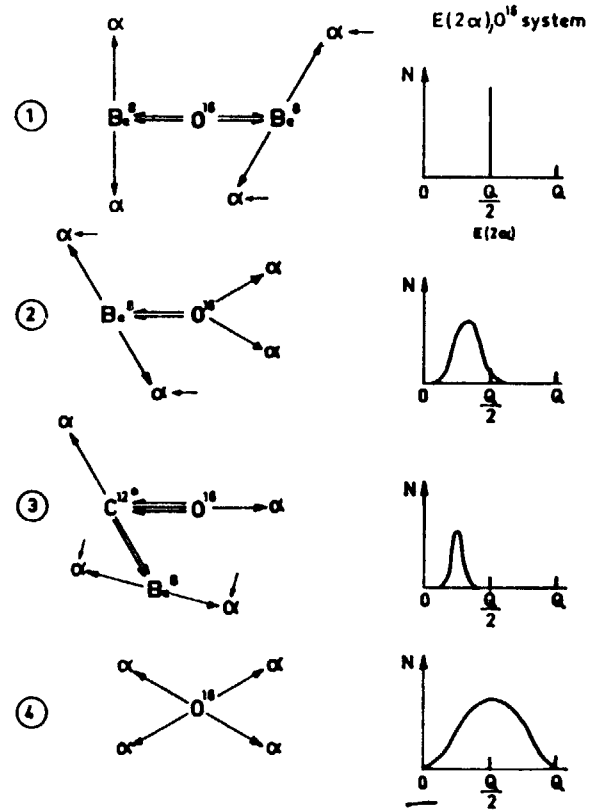


Fig. 20 Successive decay modes of ^{16}O into 4 alpha particles and the shape of the spectrum of the sum of the energies of two alpha particles (indicated by arrows). Figure from Ref. 20).

を持つスペクトルが得られる。これは時間測定をエネルギー測定で置きかえたというべきものである。この測定でわかるのは実は time sequence である。1 step で ^{16}O がこわれたか、2 step か、3 step かということはわかるが、中間状態の ^{16}O の寿命がどれくらいかは適確には定めがたい。ただし、入射粒子のエネルギーを変えて、case 1 から 4 までの分裂形式の混じりぐあいが、どう変わっていくかが全体としてつかめたならば、中間状態の ^{16}O についてかなりの推測ができる。

Re-scattering の方法というのは 3 体反応の特殊な場合である。3 体反応をグラフで書くと Fig. 21 のごとくいろいろの場合がある²¹⁾。Fig. 21 の a) は Fig. 20 の②と同じで sequential decay. b) は、A で衝突した b と t とが $1'$ 粒子と R 粒子とに分かれ、R は一種の共鳴状態で B で $2'$ と $3'$ とに分裂し、 $2'$ と $1'$ とが C で散乱を生ずる場合で、a) の特殊の運動学的条件の下で生ずる。これを re-scattering とか proximity scattering とかいう。c) は spontaneous break up で Fig. 20 の④と同じ場合である。d) は spontaneous break up で生れた 3 個の粒子の中の 2 個の粒子に特に強い相互作用があって、共鳴散乱がふたたび生ずる場合。e) は、ターゲット t が 2 原子分子的な構造を持ち、結合が弱い場合で、quasi-free 散乱とよばれる場合である。この 5 つの場合のうちで a), b), d) はいずれも time-delay をともなう反応であ

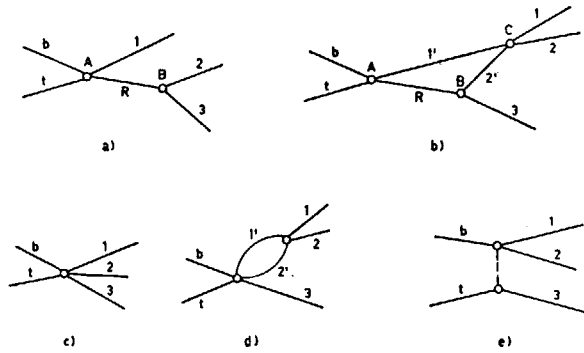


Fig. 21 Graphs for

- a) sequential decay,
 - b) sequential decay plus re-scattering,
 - c) spontaneous break up,
 - d) direct interaction plus final state interaction between particles 1 and 2,
 - e) peripheral or quasi-free process.
- Figure from Ref. 21).

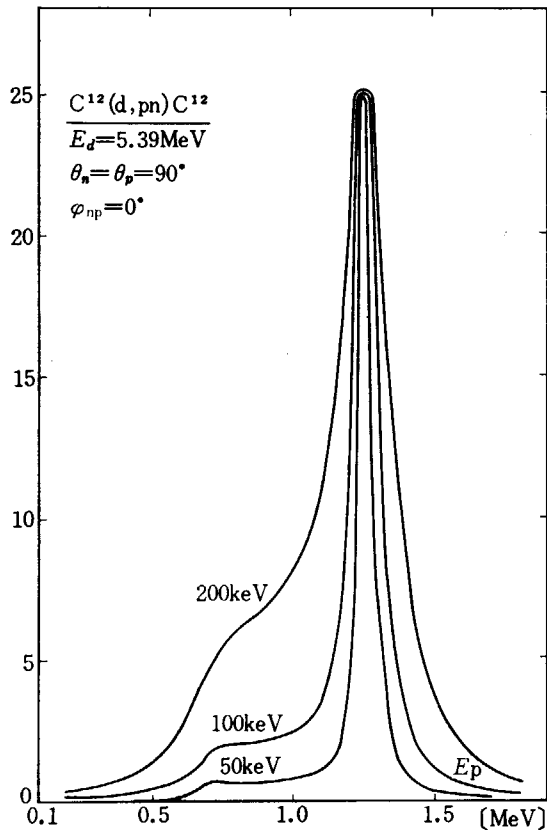


Fig. 22 Theoretical energy spectrum of protons from the reaction $^{12}\text{C}(d, pn)^{12}\text{C}$. Γ in the figure is the width of the excited state of ^{13}N . Figure from Ref. 21).

る。特に, resonance state の R が高い励起エネルギーを持ち, 相手の粒子 $1'$ が低い運動エネルギーの場合に, b) の re-scattering が観測可能となる。Re-scattering が生ずると, a) の現象にかぶってくるので, a) の2の粒子のスペクトルが少し変化する。変化の度合は, Rの寿命に依存して, もし寿命が direct break に近い短いものであれば c) の際の幅の広いスペクトルに一致してしまうはずである。Fig. 22 は $^{12}\text{C}+d \rightarrow p+n+^{12}\text{C}$ の反応で,

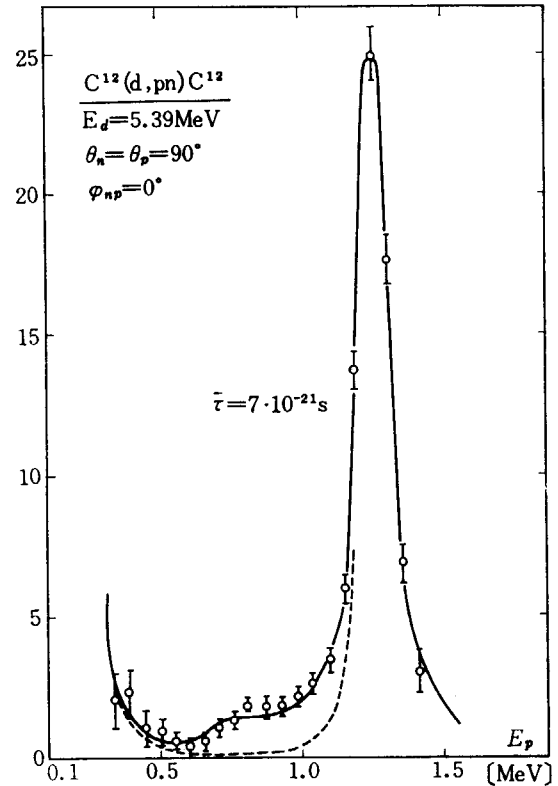


Fig. 23 Experimental energy spectrum of protons from the reaction $^{12}\text{C}(d, pn)^{12}\text{C}$. The solid line represents theoretical values for $\bar{\tau} = 7 \times 10^{-21}$ sec. The dashed curve is obtained if one neglects the contribution of rescattering. Figure from Ref. 22).

proton と neutron とを coincidence で検出したときの proton のスペクトルの理論値を示している²¹⁾。 Γ が, $^{13}\text{N}^*$ の幅, θ_n, θ_p はビームに対する detection angle, φ_{np} は, reaction plane からの azimuthal angle である。スペクトルの形は, Γ と φ_{np} との両方に依存する。この図は φ_{np} が 0 度, すなわち reaction plane 内で陽子, 中性子の同時検出をおこなった場合である。Fig. 23 に実験結果²¹⁾を示す。Re-scattering 現象は, 入射粒子, 中間励起状態の両方のエネルギー, さらに運動学的条件のすべてが満足されたときに始めて観測にかかるので, 任意の励起状態の寿命をこの方法で測定するわけにはいかないが, この実験で, $^{13}\text{N}(3.5 \text{ MeV})$ の寿命を $7 \times 10^{-21} \text{ sec}$ と推定している。恐らく現在のところもっとも短い時間測定であろう。Re-scattering による時間測定は, 運動学に基づいていて, blocking 効果による時間測定と軌を一にしている。まだ空想の段階であるが, 私には, sequential decay と, re-scattering とを組み合わせて, 共鳴状態の寿命をクロックパルスとして, 他の現象の時間を測定する可能性があるように思われる。はっきりと寿命のわかった共鳴状態を spectator として用いることができれば, 核反応の time sequence を測定できるのではないか。ただし resonance overlap のように, 寿命というものが, on shell と off shell とで異なるかも知れないので, 反応時間が短くなるほど, off shell の効果が強くな

り、時間測定は困難になりそうである。

6. むすび

核反応を時間で分類して、 10^{-22} 内至 10^{-20} 秒の中間領域の現象が重要な役割を果たしていることを指摘したのは、残念ながら私が最初ではない。ERICSON²²⁾ はすでに1960年に fluctuation を議論する際に原子核の relaxation の考えを持ちこんでいる。また PHILLIPS²³⁾ はクラスター模型の議論において、明白にこの中間寿命の存在の重要性を強調している。私の申し述べたいことは、原子核反応を物性とか電磁気現象、さらには情報応答理論との類似に注意しながら考えていけば、何かがわかるのではないかと、ということにつける。核反応を速度論的に解釈すること、非可逆現象としてつかまえること、定在波と進行波との連合として考えること、は今までほとんどできていないのではないかと思われる。そこが核反応のもっとも核反応らしいところで、核構造を調べるための手段ではない領域がある。これがいいことである。

おわりに私の勝手なおしゃべりをする機会を与えて下さった原子力研究所の方々、討論していただいたすべての方々に厚く感謝いたします。私は独断誤解の名人ですからこの小文を信用なさらず、興味をお持ちの方は、直接文献をお読み下さることを御注意申し上げます。

References

- 1) ASBURY J.G. and LOEFFLER F.J.: *Phys. Rev.* **137** B1214 (1965)
- 2) POIRIER J.A. and PRIPSTEIN M.: *Phys. Rev.* **130** 1171 (1963)
- 3) BALASHOV V.V. and MEBONIYA D.V.: *Nucl. Phys.* **A107** 369 (1968)
- 4) TANABE T.: *J. Phys. Soc. Japan* **25** 21 (1968)
- 5) MATSUKI S.: *J. Phys. Soc. Japan* **24** 1203 (1968)
- 6) LONGQUEUE J.P., et al.: *Nucl. Phys.* **A107** 467 (1968)
- 7) GLAUBER R.J.: *High Energy Physics and Nuclear Structure* ed. by ALEXANDER G. North-Holland Publishing Co. Amsterdam 1967 p. 311
- 8) PALEVSKY H.: *ibid.* p. 151
- 9) OHMURA T.: *Suppl. Prog. Theor. Phys.* **No. 29** 108 (1964)
- 10) ACKER H.L.: *Zeits. f. Phys.* **216** 84 (1968)
- 11) HARP G.D., MILLER J.M. and BERNE B.J.: *Phys. Rev.* **165** 1166 (1968)
- 12) WILETS L.: *Phys. Rev.* **116** 372 (1959)
- 13) BROWN F., MARSDEN D.A., WERNER R.D.: *Phys. Rev. Lett.* **20** 1449 (1968)
- 14) 後藤廉平, 平井西夫, 花井哲也: レオロジーとその応用, 共立出版, 昭和37年, p. 74
- 15) 同上 p. 78
- 16) 同上 p. 79
- 17) 同上 p. 83
- 18) 斎藤信彦: 科学 (岩波) **38** 234 (1968)
- 19) 斎藤信彦, 広岡一: 科学 (岩波) **38** 376 (1968)
- 20) CHEVALLIER P. et al.: *Phys. Rev.* **160** 827 (1967)
- 21) LANG J. et al.: *Nucl. Phys.* **88** 576 (1966)
- 22) ERICSON T.: *Adv. Phys.* **9** 495 (1960)
- 23) PHILLIPS G.C.: *Rev. Mod. Phys.* **36** 1085 (1964)

2. ブロッキング効果を利用した核反応時間の測定

原 研 丸 山 倫 夫・塚田甲子男・小沢国夫
 東大教養 藤本文範・小牧研一郎
 京大理 万波通彦・桜井照夫

2. Reaction Time Measurement by Using Blocking Effects in Single Crystals

MICHIO MARUYAMA, KINEO TSUKADA, KUNIO OZAWA
 JAERI

FUMINORI FUJIMOTO, KENICHIRO KOMAKI
 University of Tokyo

MICHIHIKO MANNAMI, TERUO SAKURAI
 Kyoto University,

A new method of reaction time measurement by using blocking effects of energetic charged particles in single crystals is presented. Results of application of this method to $^{28}\text{Si}(p, p')^{28}\text{Si}^*$ (1st level, 1.78 MeV) and $^{70}\text{Ge}(p, p')^{70}\text{Ge}^*$ (1st level, 1.04 MeV) reactions are discussed and it is concluded that the lifetime of compound system ($^{70}\text{Ge}+p$) is $(1.86 \pm 0.86) \times 10^{-17}$ sec.

1. ま え が き

原子核物理の分野では、核反応時間や核の励起状態の寿命を測定するのにいろいろの方法が用いられている。ここでは resonance fluorescence 法等不確定性原理を用いる方法は除外して、もっと古典的に時間に結びついた現象を利用する直接測定に話を限り、その実用範囲をまとめてみると次のようになる。

- (1) Electronics による方法 $\gg 10^{-11}$ 秒
- (2) Nuclear recoil method $10^{-10} \sim 10^{-11}$ 秒
- (3) Doppler shift method $10^{-12} \sim 10^{-14}$ 秒

このほか、EISBERG 等によって提唱された nuclear bremsstrahlung を利用する方法¹⁾の実験結果²⁾が Padua Conference で報告され、 $10^{-19} \sim 10^{-20}$ 秒の測定の可能性が示されたが、その後データが出ていないことから判断する

とまだ実用にはなっていないようである。

現在直接測定に用いられている方法の実用限界は、上記のごとく 10^{-14} 秒程度であるが、結晶格子にある原子核から核反応によって散乱または放出される荷電粒子の blocking 現象を利用すると、 $10^{-16} \sim 10^{-17}$ 秒の核反応時間が測定できる可能性がある³⁾。ある条件のもとでは複合核過程の反応時間がこの時間範囲に入ると期待されるので、この範囲の時間測定は非常に興味ある問題である。ここではこの方法の原理と原研でおこなわれた予備実験の結果について述べる。

2. 結晶による荷電粒子の channeling と blocking

時間測定の議論に入る前に、単結晶による荷電粒子の channeling と blocking についてその現象を概括的に説明する。Fig. 1 に陽子が単結晶を通過する際の channel-

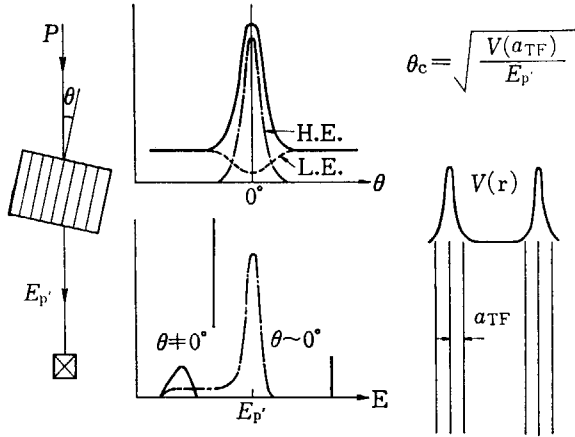


Fig. 1 Channeling effect of protons in single crystals.

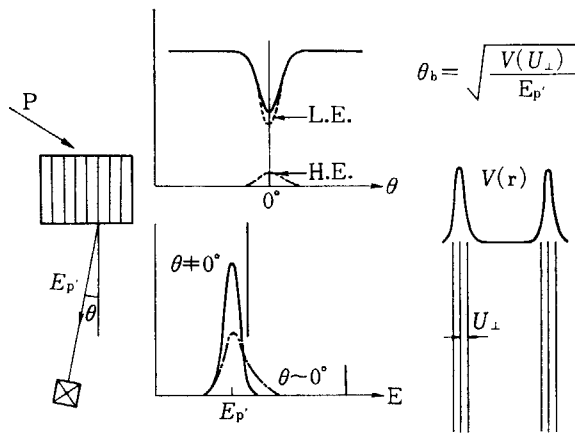


Fig. 2 Blocking effect of protons in single crystals.

ing 現象を示す。結晶の格子面に対する陽子の入射角 θ と結晶を透過する陽子の数の関係を図中央上部に、そのエネルギー・スペクトルを下部に示す。入射方向が格子面とずれている場合には透過陽子は通常のエネルギー損失を示し (L. E.), 一致する $\theta=0^\circ$ の近辺ではエネルギー損失の少ない陽子 (H. E.) が異常に多く透過してくることがわかる。現在この channeling は図右下に示すように格子面中の原子によって作られる静電ポテンシャル $V(r)$ の谷底 (格子面より Thomas-Fermi の screening distance a_{TF} 以上離れた範囲) を原子核とはもちろん内殻電子ともあまり相互作用せず透過する現象と理解されている。Channeling peak の角度幅を $2\theta_c$ とすると図右上に示すように $\theta_c = \sqrt{V(a_{TF})/E_p}$ と表わされる⁴⁾。今 Si に例をとると $2\theta_c$ は結晶を通過する数 MeV の陽子に対して $10^\circ \sim 20^\circ$ 、また a_{TF} は 0.18 \AA 程度のものである⁵⁾。

Blocking は channeling とは逆に、結晶の格子点から散乱または放出される荷電粒子が格子面近くの高静電ポテンシャルに妨げられて格子面の方向には出てこれない現象である。単結晶により散乱される陽子の格子面に関する角度分布とそのエネルギー・スペクトルを Fig. 2 に示す。通常のエネルギー損失をする散乱陽子 (L. E.) は $\theta=0^\circ$ 近くで減少する。また結晶の種類によってはエ

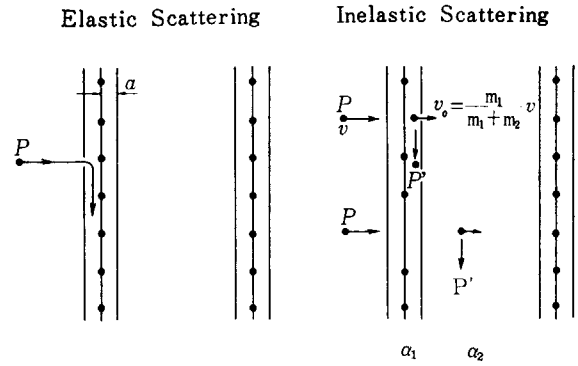


Fig. 3 Principle of time measurement (I)

ルギー損失の少ない部分 (H. E.) に図のように channeling peak を伴う場合もある。Blocking dip の角度幅 $2\theta_b$ は結晶格子の熱振動の振幅 U_\perp (粒子が放出される範囲であり約 0.1 \AA 程度) で図右上に示すごとく $\theta_b = \sqrt{V(U_\perp)/E_p}$ と記述されると考えられており、 $2\theta_c$ 同程度の大きさのものである。

3. 時間測定の原理

Blocking 効果を利用する時間測定はいろいろな場合に適用することができるが、この方法の要点は反応時間が長い場合には入射粒子と標的核の複合系は格子面から重心系の速度でかなり移動してから粒子を放出するので、blocking 効果が減少するであろうということである。大ざっぱに考えると極端に反応時間が長い場合は粒子はほとんど格子面の間で放出されるので blocking は非常に小さくなると期待してよい。ここでは一例として複合核過程を通る陽子の非弾性散乱の場合について説明する。

測定の第 1 段階は格子面内で放出される陽子の基準 blocking pattern を測定することである。これには多くの場合非弾性散乱陽子と同じエネルギーをもつ弾性散乱陽子を用いればよい。弾性散乱の大部分はクーロン散乱で衝突径数も a_{TF} や U_\perp に比べて無視できるほど小さいから瞬間的に格子面で起こる反応と見なす。Fig. 3 左に格子面と弾性散乱陽子の関係を示す。次に目ざす非弾性散乱陽子の blocking pattern を求めるわけであるがこの反応時間がもし適当に長いとすると、Fig. 3 右側に示されるように入射陽子 (速度 v , 質量 m_1) と標的核 (質量 m_2) の複合系は重心系の速度 $v_0 = \frac{m_1 v}{m_1 + m_2}$ で格子面から移動しながら陽子を放出する。この場合結晶内の空間を格子面からの距離 a によって格子面を含む blocking region と格子面との channeling region に実効的に 2 分することができ、blocking region で放出された陽子はほぼ基準 blocking pattern と同じ pattern を示し、channeling region で放出されたものは blocking よりむしろ channeling を示すと考えることができる。

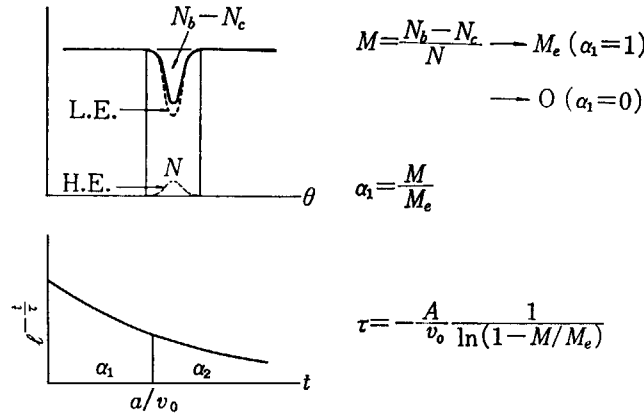


Fig. 4 Principle of time measurement (II)

したがって、反応時間が長く blocking region で放出される陽子の割合 α_1 が小さくなればそれだけ blocking dip が減少することになる。 a の値はほぼ a_{TF} と U_1 の中間程度と考えられるので、反応時間が $a/v_0 \sim 10^{-17}$ 秒程度になるとこの効果は検出可能である。

Fig. 4 にエネルギー・スペクトル上である終状態に着目した場合の blocking pattern を示す。われわれが確実に測定できるのはエネルギー・ピークの低エネルギー側 (L.E.) に観測される blocking および channeling による dip N_b と高エネルギー側 (H.E.) に現われる channeling による peak N_c の差すなわち図上実線で示される dip ($N_b - N_c$) である。今弾性散乱による基準 blocking pattern と比較するために、結晶効果がない場合の $\theta = 0^\circ$ 付近の収量 N で規格化した

$$M = (N_b - N_c) / N$$

なる量を定義する。 M は複合系の平均寿命 τ が a/v_0 に比べて小さい場合 ($\alpha_1 \rightarrow 1$) には基準 blocking pattern の M_e に近づき、逆に τ が a/v_0 より大きい場合 ($\alpha_1 \rightarrow 0$) に

は 0 に近い値に近づく。さらに blocking pattern のでき方に関する考察よりほぼ $\alpha_1 = M/M_e$ と考えてよいことがわかる。この点に関しては将来 blocking と channeling の機構に関する詳細な議論が可能になったときには若干修正される可能性が残っているが、大略は上記の通りと考えて良い。今複合系が非弾性散乱陽子を放出する確率が時間とともに $\exp[-t/\tau]$ のごとく変るとすると平均寿命 τ は

$$\tau = -\frac{a}{v_0} \frac{1}{\ln(1 - M/M_e)} \quad (1)$$

で求められる。

4. $^{28}\text{Si}(p, p')^{28}\text{Si}^*(1\text{st level})$ と $^{70}\text{Ge}(p, p')^{70}\text{Ge}^*(1\text{st level})$ に関する測定

Blocking 効果を利用する核反応時間の測定が具体的に

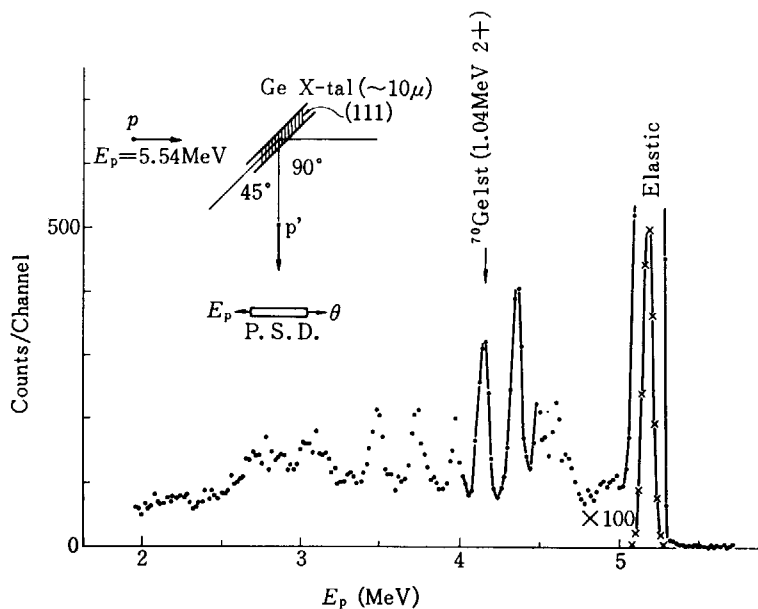


Fig. 5 Experimental arrangement and energy spectrum of protons from a single crystal of germanium at 5.54 MeV incident energy.

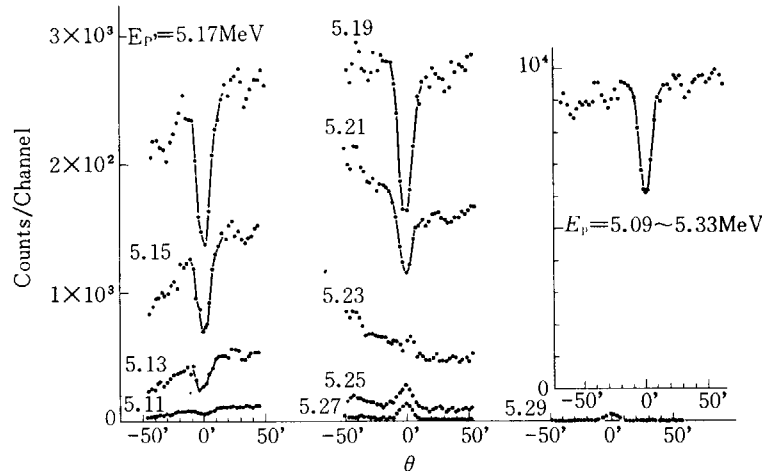


Fig. 6 A series of angular distributions of protons elastically scattered from a single crystal of germanium at 5.5 MeV incident energy. The energy spectrum of the detected protons was divided in to 20 keV intervals and the number of protons detected in each energy interval was plotted as a function of angle to the crystal plane {111}.

可能かどうかを確かめるために $^{28}\text{Si}(p, p')^{28}\text{Si}^*(1\text{st level}, 1.78 \text{ MeV}, 2+)$ と $^{70}\text{Ge}(p, p')^{70}\text{Ge}^*(1\text{st level}, 1.04 \text{ MeV}, 2+)$ の反応時間をそれぞれの結晶の {111} 面を用いて測定してみた。複合核の寿命は低速中性子共鳴のエネルギー幅から類推して Ge の場合の方が Si の場合に比して $10^2 \sim 10^3$ 倍長く 10^{-17} 秒台と思われるので Ge の場合には時間効果が blocking pattern に現われると予想される。実験上は測定しようとするエネルギー範囲に coincidence の window を開いて格子面の方向を含む角度分布を数分の分解能で測定すればよいが、情報の多さから考えて position sensitive detector を用いてエネルギーと角度の 2 次元測定を、4096 チャンネル波高分析器を用いておこなった。

Fig. 5 に測定系とエネルギー・スペクトルの 1 例を示す。入射陽子は直径約 0.3 mm に collimate され 45° の角度におかれた厚さ約 10μ の Si または Ge の結晶に channeling を生じない条件で入射され、散乱陽子は 90° 方向におかれた position sensitive detector により検出される。(111) 格子面は 90° 方向に平行におかれる。目的とする ^{70}Ge 1st level への非弾性散乱のピークが矢印で示されているが、この測定にはピークの両側が他のピークから完全に分離していることが必要である。Fig. 6 には Fig. 5 の弾性散乱のピークを 20 keV ずつの幅に切った場合の各角度分布が示される。エネルギー・ピークの高エネルギー側へゆくと dip が channeling peak により埋められ、遂には channeling peak だけになってしまう様子がわかる。これらをエネルギー方向に積分した blocking pattern が同図右にあり、これは Fig. 4 に説明した pattern に相当し、この pattern から M を求めるわけである。

Fig. 7 に散乱陽子のエネルギーを横軸にして M の測定結果がプロットされている。ここで注目したいのは

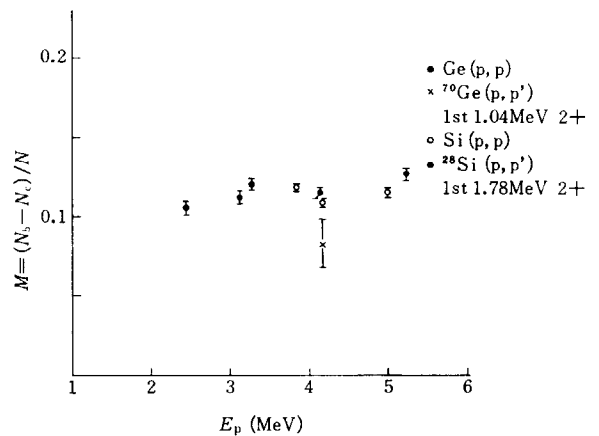


Fig. 7 Experimental results. The abscissa is for the scattered proton energy. The vertical bars show the statistical errors.

Si の場合には \circ で示される弾性散乱と \otimes で示される非弾性散乱の M がエネルギーに拘らずほぼ同じ値を示し寿命効果がみられないのに対して、Ge の場合には \times で表される非弾性散乱の M のみが誤差の範囲をこえて減少していることである。これはこの章の始めに述べた予想と一致して、blocking pattern に現われた寿命効果と考えられる。したがって、同じエネルギーの弾性散乱陽子の基準 blocking pattern と比較することによりこの反応の反応時間(複合核の平均寿命)を(1)式により求めることができる。

この方法の実用範囲を明らかにするために Ge の非弾性散乱について具体的数値をできるだけ挙げてみよう。Ge 結晶について $a_{TF} \sim 0.14 \text{ \AA}$, $U_1 \sim 0.08 \text{ \AA}$ であるからその間を a の不確定の範囲とし $a = 0.11 \pm 0.03 \text{ \AA}$ とする。

入射陽子エネルギー (E_p) = 5.44 MeV
 $(^{70}\text{Ge}+p)$ 複合核の速度 (v_0) = $4.55 \times 10^7 \text{ cm/sec}$

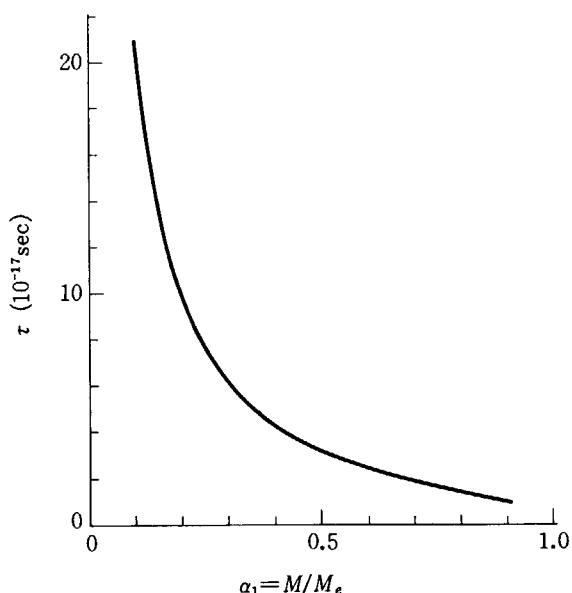


Fig. 8 Relation between lifetime τ and M/M_e .

$$a/v_0 = (2.42 \pm 0.66) \times 10^{-17} \text{sec}$$

この a/v_0 が測定可能な時間の大きさを決めている。Blocking region で非弾性散乱陽子が放出される割合 α_1 は実測した M および M_e から

$$\alpha_1 = M/M_e = 0.083/0.114 = 0.728$$

したがって、入射エネルギー 5.44 MeV において ^{70}Ge の 1st level (1.04 MeV, 2+) を励起する陽子の非弾性散乱の反応時間 (複合核の平均寿命) は

$$\tau = (1.86 \pm 0.86) \times 10^{-17} \text{sec}$$

となる。誤差は M と M_e を測定するときの統計誤差および a の不確定さに原因がある。

上に述べた実験とはほぼ同じ条件 ($E_p = 5.44$ MeV, $A = 70$, $a = 0.1$ Å) の場合の $\alpha_1 = M/M_e$ と τ の関係が Fig. 8 に示される。この場合測定から τ の数値が求められるのは τ が $1 \times 10^{-17} \sim 2 \times 10^{-16}$ sec の間にあるときだけであるが、この範囲外でも短い場合にはその上限 (1×10^{-17} sec) また長い場合にはその下限 (2×10^{-16} sec) を結論することは可能である。

5. まとめ

われわれは blocking 現象を利用する核反応時間測定の一例として陽子の非弾性散乱における複合核の平均寿命の測定を $^{28}\text{Si}(p, p')^{28}\text{Si}^*$ (1st level, 1.78 MeV) と $^{70}\text{Ge}(p, p')^{70}\text{Ge}^*$ (1st level, 1.04 MeV) について行ない、Ge の場合に $\tau = (1.86 \pm 0.86) \times 10^{-17}$ sec という値を得た。

これに類するような問題としては、核分裂の寿命の測定、核反応の直接過程と複合核過程の分離等への応用、また荷電粒子を放出するある種の isomeric state の寿命の測定への応用も考えられる。さらに荷電粒子放出反応であれば入射粒子は中性子でもよい。

この方法の実用時間範囲はだいたい a/v_0 で決まる。したがって入射エネルギー、標的核の質量数、結晶面に対する入射角の適当な選択によって時間範囲の拡張が可能ながある。次にこの方法の最大の欠点は、標的試料として 10μ 程度の単結晶を必要とすることで試料の準備が非常に難しい。しかし、単結晶製作技術の最近の進歩を考えると近い将来にはこの難点も克服される可能性が大きい。また、ある作りやすい単結晶の中に測定可能なほど多量に目的の element の ion を substitutional に入れる方法も考えられる。

References

- 1) EISBERG R. M. and YENNIE D. R.: *Nucl. Phys.* **18**, 338 (1960)
- 2) HANSEN L. F.: Proc. Padua Conf. on Direct Interactions and Nuclear Reaction Mechanisms (Gordon and Breach, New York, 1963), Chapter IV, p. 367
- 3) GEMMELL D. S. and HOLLAND R. E.: *Phys. Rev. Lett.* **14**, 945 (1965)
- 4) LINDHARD J.: *Kgl. Danske Videnskab. Selskab., Mat. Fys. Medd.*, **34**, (1965)
- 5) APPLETON B. R., ERGINSOY C. and GIBSON W. M.: *Phys. Rev.* **161**, 330 (1967)

4. 光核反応の逆過程

東北大理 田 中 英 二

4. Inverse Photonuclear Reaction

EIJI TANAKA

Tohoku University

A brief review and several comments are made on the inverse photonuclear reaction.

1. はじめに

原子核の巨大共鳴現象を研究する上で、タンデム・バンデグラフを用いた inverse photonuclear reaction はきわめて有力な情報を与えてくれる。

最近、わが国でもタンデム・バンデグラフが稼働し始め、さらに新たに建設計画が議論されている。この機会に inverse photonuclear reaction の研究状況を概観し、今後この方面での研究について簡単に述べたい。

原子核の巨大共鳴状態を研究する方法を入射波の種類によって分類すると、次の三つに大別される。ここでは inverse photonuclear reaction が、核の巨大共鳴を調べる上で、有効なことを強調するために、実験上の困難な点をもあわせて列挙する。

(1) 制動輻射

電子加速器で得られる制動輻射を用いて、 (γ, γ) , (γ, n) , (γ, p) , (γ, d) , … 反応の断面積、放出粒子のエネルギー分布、角分布等を測定する。この制動輻射を用いた実験は精力的にすすめられ、巨大共鳴についての情報の多くはこの方法によって得られたものである。しかし、(1) 制動輻射のガンマ線が連続であること、(2) 光微分法を利用することによって、制動輻射の連続スペクトルを単色ガンマ線に換算するにしても、有効な制動輻射の最大エネルギーの部分の強度が小さいこと、(3) 放出粒子の single spectrum を測定するだけでは、光核反応が残留核の基底状態、あるいは励起状態へ残すものか判明できないことなどの欠点がある。

(2) 単色ガンマ線

(a) ${}^7\text{Li}(p, \gamma){}^8\text{Be}$ など、核反応による単色ガンマ線を用いる。その際、ドップラー効果を利用して、約 100 keV 程度エネルギーを変えることができる。この

方法で得られるガンマ線では、巨大共鳴領域すべてを蔽うことが困難であり、またガンマ線強度が小さいという欠点がある。

(b) 電子線型加速器で e^+ を加速して得られる高エネルギーの消滅ガンマ線を用いる。この方法で得られるガンマ線はある程度の幅をもったほぼ単色なガンマ線であり、光核反応の線源として有効であるが、得られる光子数が制動輻射の約 10^{-5} も少ないので断面積の小さい実験は困難である。

(3) 荷電粒子

加速器によって得られる加速粒子を核に捕獲させ、崩壊ガンマ線を観測する。つまり、光核反応の逆過程を利用する方法。この文章の目的はこの方法についての概観である。

2. Inverse photonuclear reaction

原子核 A の巨大共鳴状態は、核 (A-a) に粒子 a を捕獲させて励起することができる。核の巨大共鳴は一般に軽い核では約 23 MeV、重い核では低くなって約 14 MeV あたりに最大値をもっている。したがって、Q値とクーロン障壁とによって、巨大共鳴を励起するのに適当な入射粒子 a は制限されるが、陽子、重陽子、ヘリウム 3, 4 などが入射粒子として選ばれる。入射粒子 a のエネルギーを変え、そのとき残留核の基底及び励起状態へ崩壊するガンマ線を観測して、たとえば (p, γ_0) , (p, γ_1) , (p, γ_2) … 反応の断面積を決定することができれば、detailed balance principle によって、 (γ_0, p) , (γ_1, p) , (γ_2, p) … 反応の断面積を得ることができる。ここで $\gamma_0, \gamma_1, \gamma_2$ … は複合核の巨大共鳴状態から、基底、第 1、第 2 状態へ崩壊するガンマ線をさす。

制動輻射を用いて (γ, p) 反応断面積を決定すること

は、先に述べたように制動放射のスペクトルを正確に知ることが必要であり、残留核の励起状態へ残す部分を判別することなどの困難がある。タンデム・バンデグラフは数 keV のエネルギー分解能を得ることができ、しかもエネルギー領域が原子核の巨大共鳴領域をじゅうぶん蔽うことが可能であるから、光核反応の逆過程の実験には有力な装置である。

通常 inverse photonuclear reaction の実験は、大きな NaI(Tl) 結晶を用いて、直接捕獲ガンマ線 $\gamma_0, \gamma_1, \gamma_2, \dots$ を検出する方法がとられる。大きな NaI(Tl) 結晶はエネルギーの高いガンマ線の検出には適しているが、一方、(p, n), (p, p', γ), (p, α , γ) などによる中性子およびガンマ線のバックグラウンドをも検出してしまう。バックグラウンドの pulse height は小さなものであるが、pile up が大きく効いてくるので実験技術上はバックグラウンドを減らすことが重要な問題となる。バックグラウンドを除くために plastic scintillator で NaI(Tl) 結晶を蔽い、anti-coincidence をとることがしばしばおこなわれる。NaI(Tl) 結晶で約 20 MeV 前後のエネルギーをもった $\gamma_0, \gamma_1, \gamma_2$ 等々を分解して検出するためには、残留核の low lying states の spacing が結晶の分解能より大きい必要があるので、NaI(Tl) 結晶を検出器として用いる限り、軽い核、なかでも偶核が主な研究対象となる。とくに、

4n核では Q 値が約 12 MeV と大きいこと、low lying states の spacing が大きいこともあって、これらの核についてはタンデム・バンデグラフが開発された初期の段階にやられたが、奇核については 2, 3 の限られた核について実験されたにすぎない、

今までにやられた実験は proton capture では T(p, γ) $^4\text{He}^{11}$, $^7\text{Li}(p, \gamma) ^8\text{Be}^{21}$, $^{11}\text{B}(p, \gamma) ^{12}\text{C}^{31}$, $^{14}\text{N}(p, \gamma) ^{15}\text{O}^{41}$, $^{16}\text{O}(p, \gamma) ^{17}\text{O}^{51}$, $^{19}\text{F}(p, \gamma) ^{20}\text{Ne}^{21}$, $^{27}\text{Al}(p, \gamma) ^{28}\text{Si}^{16}$, $^{31}\text{P}(p, \gamma) ^{32}\text{S}^{71}$, $^{35}\text{Cl}(p, \gamma) ^{36}\text{Ar}^{81}$, $^{39}\text{K}(p, \gamma) ^{40}\text{Ca}^{21}$ などであり、その他では $^8\text{Be}(d, \gamma) ^{11}\text{B}^{91}$, $^{14}\text{N}(d, \gamma) ^{16}\text{O}^{91}$, $^{13}\text{C}(^3\text{He}, \gamma) ^{16}\text{O}^{101}$, $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma) ^{16}\text{O}^{111}$ などがある。

これらの実験結果のなかから、最も典型的なものとして、 ^{12}C , ^{16}O , ^{28}Si の励起関数を Fig. 1 に示す。この図からわかるように、軽い核の巨大共鳴といっても、 ^{12}C と ^{28}Si とではその構造に大きな差異が認められる。

軽い核の巨大共鳴に微細構造が存在することは、(γ , n) 反応の励起関数の測定などによって明らかになってきたが、inverse photonuclear reaction によって得られる励起関数から、巨大共鳴の微細構造のエネルギー依存性およびその strength が正確に定まった。とくに光核反応では測定困難な陽子放出の部分断面積が、逆過程を利用することによって正確に定まる。これは光吸収の dipole sum rule と比較検討するとき必要な重要な量である。

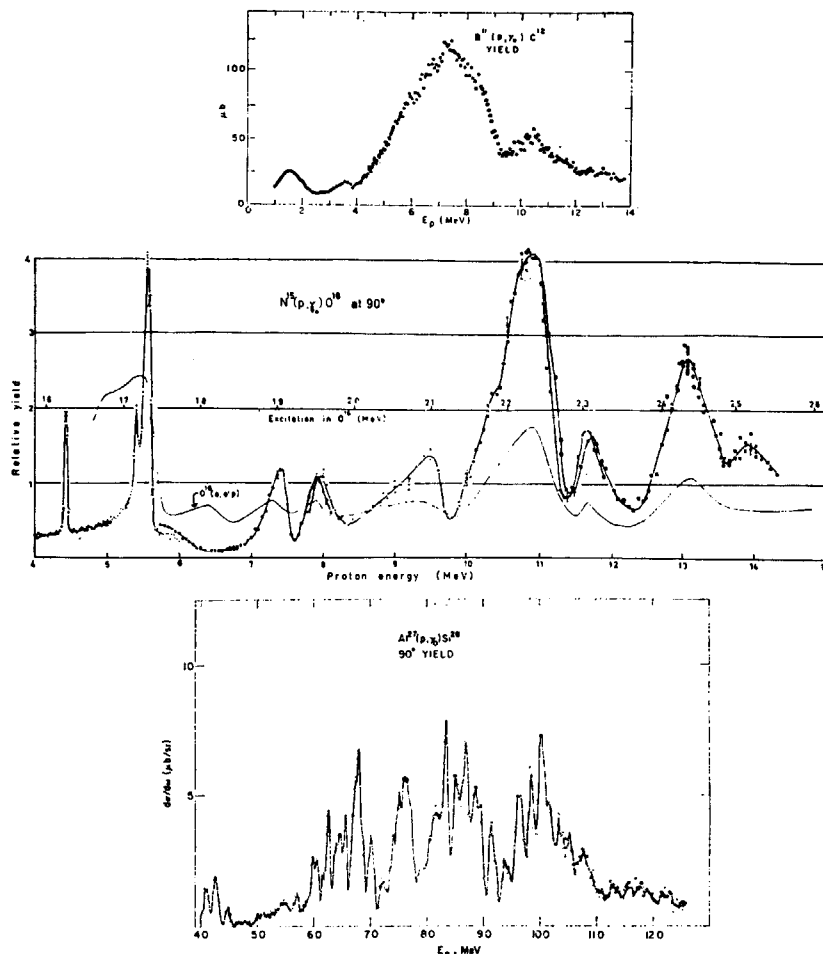


Fig. 1 A comparison of the ground-state, proton-capture excitation functions for ^{12}C , ^{16}O and ^{28}Si .

原子核の巨大共鳴の微細構造がいかなる性質をもっているのか、あるいはいかなる核反応機構によって生じるのかという問題は非常に興味がある。

実験的に微細構造の性質を調べるには、まず角分布を測定することが考えられる。入射粒子のエネルギーを巨大共鳴領域にわたって、10 数 keV から数 10 keV step で変化させ、その各点で角分布を測定するという仕事が精力的になされている。それらの結果によると、一般に、軽い核では、巨大共鳴領域の励起函数が非常に細かい変化をみせているのに対し、角分布は巨大共鳴領域全体にわたって顕著な変動を示さず、ゆるやかな変化を示すのが特徴である。これらの結果によると巨大共鳴は E1 吸収が主であることが示されたが、角分布の測定は、巨大共鳴の性質を調べる上で重要な情報をわれわれに与えてくれる。というのは、光核反応の巨大共鳴状態のエネルギーの位置と角分布とを統一して説明することができるかどうか、光核反応の理論を判断する規準になると思われるからである。

従来、原子核の巨大共鳴は軽い核では shell model に基づいた計算がおこなわれ、重い核では hydrodynamic model による計算がおこなわれて実験と比較検討されている。

Shell model に基づいた計算は、BROWN G. E.¹²⁾ らによって、particle-hole interaction を考慮することにより、giant dipole resonance のエネルギーの位置を出すことに成功し、その後この方面での計算は非常に精力的にすすめられている。一方、hydrodynamic model の方からの approach も GREINER および DANOS¹³⁾ らによってなされている。彼らは hydrodynamic dipole oscillation と核表面の collective vibration とを couple することにより、giant dipole resonance が splitting することを示した。最近 10 年間のこれらの理論的成果は大きなものであるが、しかし理論の計算結果と実験で得られた光吸収の断面積とを比較すると、これらの approaches はいずれも完全ではない。実際、軽い核についても、重い核についても、particle-hole theory による計算では巨大共鳴の gross features のみは説明できるが、p-h 計算では 1 つまたは 2 つの states がエネルギー的に押し上げられて、それらが dipole strength の相当部分をうけもつという具合である。これらは doorway structure と呼ばれるものであるが、実際の巨大共鳴にはさらに微細な構造がある。これらは particle-hole states と 2p-2h, phonon oscillation などによる複雑な states との interaction により、substructure ができるものと考えられる。さらに微細な構造については理論的な取扱いは fluctuation analysis がある。

これら巨大共鳴の微細構造の origin についての計算は多いが、直接 inverse photonuclear reaction の実験結果と比較してよい一致を示したものの 2, 3 の例を ^{12}C と ^{16}O について紹介する。

^{12}C の場合は KAMIMURA¹⁴⁾ らによって計算されたもの

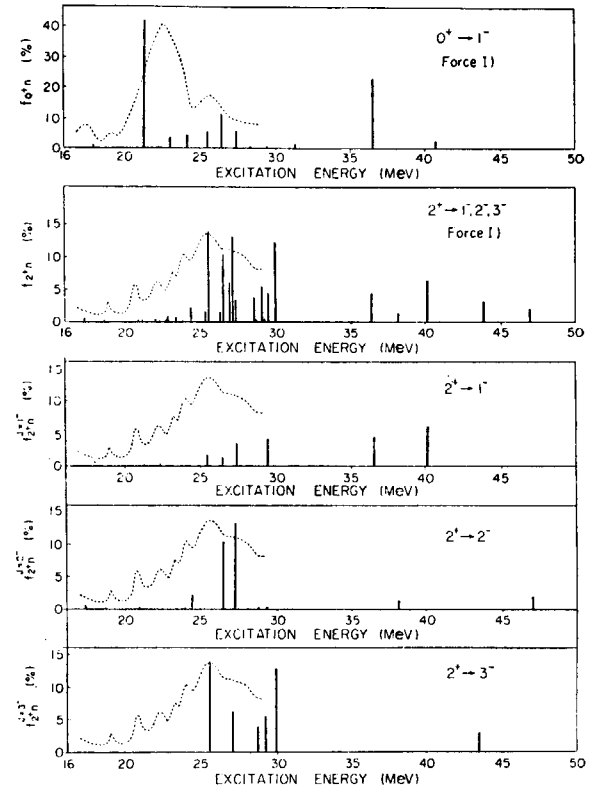


Fig. 2 Distributions of the dipole oscillator strengths. The dashed lines give the experimental data ^{11}B (p, γ) ^{12}C and $^{11}\text{B}(p, \gamma_1)^{12}\text{C}^*$, in arbitrary unit.

である。彼らは 1p-1h states と 2p-2h states との coupling を microscopically に計算して、 2^- , 3^- states が重要な役割をもつことを示した (Fig. 2)。GILLET は ^{16}O の巨大共鳴の 22 MeV peak の splitting は 2p-2h coherent quasi-bound state があることによることを理論的に示したが、これは (d, γ) 反応実験の結果⁹⁾ とよい一致を示している。21.7 MeV 近傍の構造と 24 MeV 以上の構造はそれぞれ 4p-4h, および 3p-3h quasi-bound states の存在を示していると考えられる (Fig. 3)。Fig. 4 は ^{15}N (p, γ) ^{16}O の励起函数と角分布の実験結果を巨大共鳴領域全体にわたって比較的きれいに説明できた BUCK およ

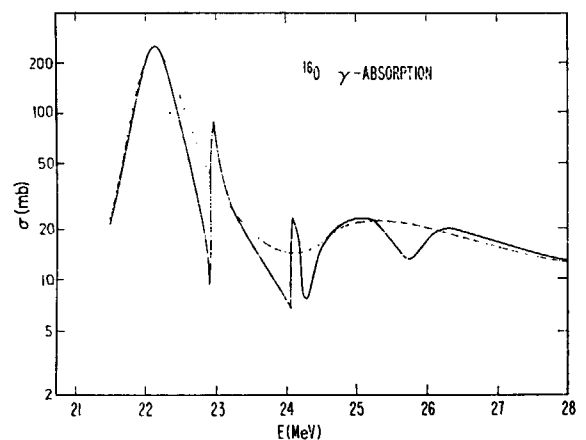


Fig. 3 Calculated total γ -absorption in ^{16}O , including (solid curve) and excluding (dashed curve) the 2p-2h quasi-bound states.

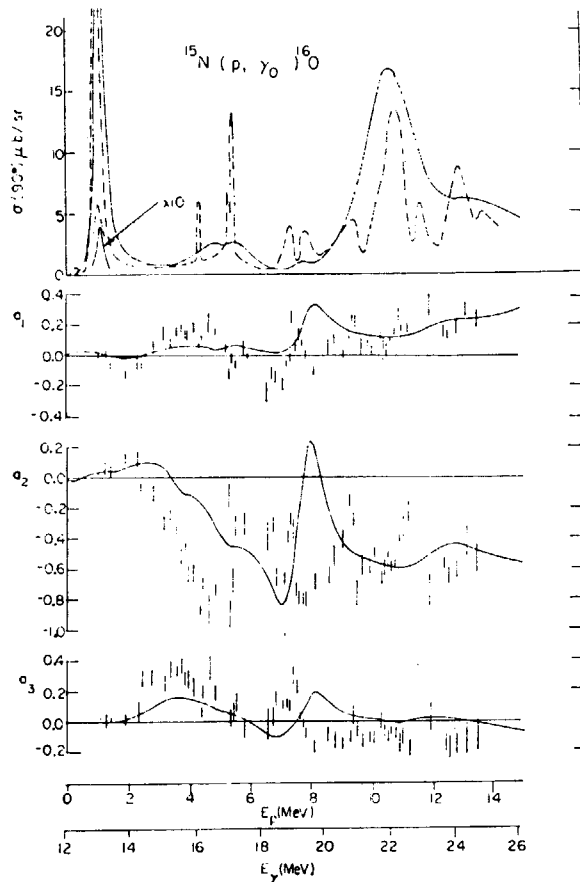


Fig. 4 The 90° excitation function of $^{15}\text{N}(p, \gamma)^{16}\text{O}$ and the coefficients A_i/A_0 . In each case the full curve is the theoretical prediction of BUCK and HILL. The broken curve and vertical bars are the experimental data of EARLE and TANNER.

び HILL¹⁶⁾ による coupled channel shell model の計算を実験と比較して示したものである。

最後に今後 inverse photonuclear reaction でなされるべき課題について述べる。まずガンマ線検出器として NaI(Tl) 結晶に代って、分解能のよい大容量 Ge(Li) 検出器を用いることが考えられる。Ge(Li) 検出器は波形選別法によって、低エネルギーの中性子、ガンマ線バックグラウンドを容易に除くことができるからである¹⁷⁾。Ge(Li) 検出器を用いることにより、low-lying states の spacing が偶核に比べて小さいため NaI(Tl) 結晶では観測困難で

あった $A < 40$ の奇核の (p, γ_0) , (p, γ_1) , ... の励起函数が求められるであろう。同様に $A > 40$ の核の光核反応の逆過程が実験可能となる。陽子捕獲の実験に比べ、 (d, γ) , $(^3\text{He}, \gamma)$, (α, γ) などは、実験がむずかしいこともあって、 ^{16}O の場合以外はデータがないが巨大共鳴の微細構造の origin を知るためにも、また、isospin impurity あるいは $T=0$, $T=1$ states の干渉を調べる上で、これらの実験をおこなうことは興味があると思われる。

References

- 1) GEMMELL D. S. and JONES G. A.: *Nucl. Phys.* **33**, 102 (1962)
- 2) TANNER N. W. *et al.*: *Nucl. Phys.* **52**, 29 (1964)
BLACK J. L. *et al.*: Int. Conf. on Nuclear Structure, contribution. **10**, 10 Tokyo (1967)
- 3) ALLAS R. G. *et al.*: *Nucl. Phys.* **58**, 122 (1964)
GOVE H. E. LITHERLAND A. E. *et al.*: *Nucl. Phys.* **26**, 480 (1961)
BECKER J. A. and FOX, J. D.: *Nucl. Phys.* **42**, 669 (1963)
- 4) COHEN S. G., FISHER P. S. and WARBURTON E. K.: *Phys. Rev.* **121**, 858 (1961)
- 5) EARLE E. D. and TANNER N. W.: *Nucl. Phys.*, **A 95**, 241 (1967)
- 6) GOVE H. E., *et al.*: *Phys. Rev. Lett.*, **3**, 177 (1959)
KIMURA M., *et al.*: *Nucl. Phys.* **23**, 338 (1961)
ALLAS R. G., *et al.*: *Phys. Rev. Lett.*, **13**, 628 (1964)
- 7) GEMMEL D. S., *et al.*: *Nucl. Phys.* **10**, 33 (1959); **10** (1959) 45
KIMURA M., *et al.*: *J. Phys. Soc. Japan*, **18**, 477 (1963)
- 8) MEYER-SCHÜTZMEISTER L., GEMMEL, D. S., *et al.*: Int. Conf. on Nuclear Structure, contribution **10**, 21, Tokyo (1967)
- 9) SUFFERT M.: *Nucl. Phys.* **75**, 226 (1966)
- 10) PUTTASWAMY N. G., *et al.*: *Phys. Lett.*, **20**, 288 (1966)
- 11) SUFFERT M. and FELDMAN W.: *Phys. Lett.* **24B**, 579 (1967)
- 12) BROWN G. E. and BOLSTERLI M.: *Phys. Rev. Lett.* **3**, 472 (1957)
- 13) DANOS M. and GREINER W.: *Phys. Rev.* **134**, B 284 (194)
- 14) KAMIMURA M., *et al.*: *Nucl. Phys.* **A95**, 129 (1967)
- 15) GILLET V., *et al.*: *Nucl. Phys.* **A97**, 631 (1967)
- 16) B. BUCK and HILL A. D.: *Nucl. Phys.* **A95**, 271 (1967)
- 17) ABE K., *et al.*: *Nucl. Instr. Meth.* **63**, 105 (1968)

結 語

北 大 理 田 中 一

Concluding Remarks

HAJIME TANAKA

Hokkaido University

今朝突然言い渡されました。私のところにバトンがまわってきたのは、幸か不幸か、北大が目下平常で、3日間とも研究会に出席することができたためと思います。私に伝えられましたのは、Concluding Remark であって Concluding Talk ではないようですので、一言だけ感想を申し上げます。

原子核が現在どのくらいわかっていないか、その程度を大きくみるか小さくみるかが原子核の研究にとって最も大切なことではないでしょうか。原子核は、定量的にではなく定性的にもまだわからないことが多いのではないかと私は思います。原子核の基底状態についてすらそのように思います。有馬さんは、 ^{16}O の core をくずす residual interaction の non diagonal matrix element が 10 MeV にも達するため、問題の $0+$ level が 3 MeV 下り、shell picture が崩れる可能性のあることを指摘されました。がこの相互作用のため基底状態のエネルギーにも下りがあらわれて、予期せざる $0+$ level の下りが打ち消しあって、結局は shell picture による estimation が正しいことになるかも知れません。その代りに基底状態が大きく変わることでしょう。次のような言い方をしてもよいでしょ

う。今励起状態 Φ が基底状態 Φ_0 と異質な状態であることがわかったとします。両者は直交しているはずであるので本当は基底状態が $\Phi_0 - T\Phi$ でなければなりません。よくわかっている picture Φ_0 から出発すれば、基底状態は異質な物理像からでき上っているといわねばならなりません。基底状態でもこうなのです。原子核はまだまだ定性的にもわからないことが多いといっただいでしょう。

ですからもっともっと原子核の研究を盛んにしたいものです。私もこの研究会で原研のタンデム計画について知ることができました。このような施設は、つくることが大変であれば、これをうまく使っていくことも大変だと思います。一日も早くタンデムが原研に設置され成果をあげられるよう期待します。これとともに所外の私たちも何かと協力申し上げたいと思います。最後に3日間楽しく勉強させていただいたことに、百田さん、塚田さんをはじめ、核物理の皆さんに御礼申し上げるとともに、このような機会を来年もまた設けていただくことをまっております。