

原子核の超伝導状態

日野原 伸生

2002年 10月 25日

1 概要

核子数が多く、魔法核から離れた原子核においては対相関により、基底状態でたくさんの核子ペアをつくっています。この効果により、基底状態での各 1 粒子軌道の占有率は 1 粒子エネルギーの関数としてフェルミ面付近でなめらかに変化しています。このような対相関の強い基底状態をもつ核とを対相関の弱い基底状態の核に対して核に中性子を捕獲させることにより、一粒子状態をよく励起する (\vec{d}, p) Stripping 反応をし、各一粒子状態の j^π を決定し、それらの Spectroscopic factor S を計算してそれにより各一粒子軌道の占有率 U_j^2 を比較する。

核子数の多い核では励起できる準位の数も非常に多く、5[MeV] 程度の励起エネルギーまでを含めると (\vec{d}, p) 反応によって 40 個以上の準位を励起できます。このように励起状態を示すエネルギー準位が非常にエネルギー的に密に現われるので検出器に大きな分解能が要求されます。RAIDEN は $p/\Delta p \sim 30000$ という高分解能を持っているためこれらの準位を細かく解析することができます。

2 ターゲットの候補

陽子が魔法数をとっていて中性子に対して影響を及ぼしにくく、かつ中性子が $50 < N < 84$ という魔法数の間の値をとる Sn 核を使えば (\vec{d}, p) 反応によって中性子による強い対相関を見ることが出来ると考えられます。 ^{116}Sn , ^{118}Sn ターゲットは坂口先生がフォイルの状態のものを所有されていて、希望すれば貸していただけるそうです。厚さはどちらも $10[\text{mg}/\text{cm}^2]$ です。

^{118}Sn ターゲットを用いて励起出来る ^{119}Sn は、Table.1 のようにその基底状態近傍で非常に密な励起エネルギーを持つ準位が存在して、これらのピークは RAIDEN の分解能 (数 $10[\text{keV}]$) をもってしても分離することが困難と考えられます。一方 ^{116}Sn ターゲットを用いて励起出来る ^{117}Sn で同じ j^π をもつ準位は Table.2 のように RAIDEN で分離、測定出来る程度のエネルギーをとっていますので ^{116}Sn ターゲットを使った実験を行います。

また、Sn と同程度の質量数を持ち、基底状態で Shell Model がよく実現されているターゲットとしては ^{90}Zr があります。 ^{90}Zr では陽子は魔法数をとっていませんが $Z = 50$ にあるエネルギーギャップの下の一粒子軌道は $1g_{9/2}^+$ で 10 個の陽子が入ります。このため、陽子もまた閉核に近い構造をしています。

$E[\text{keV}]$	j^π
0	$1/2^+$
23.871	$3/2^+$
89.531	$11/2^-$
787.01	$7/2^+$

Table.1: ^{119}Sn の基底状態付近のエネルギー準位

$E[\text{keV}]$	j^π
0	$1/2^+$
158.562	$3/2^+$
314.58	$11/2^-$
711.54	$7/2^+$

Table.2: ^{117}Sn の基底状態付近のエネルギー準位

3 実験によってわかること

実験では散乱断面積および偏極分解能を測定します。

3.1 散乱断面積の測定

散乱断面積はある角度 θ 方向にきたピークのカウント数 N 、およびその間のビームフラックス j (ファラデーカップに溜まった電荷量)、単位面積あたりのターゲット数 n 、スリットが覆う立体角 $\Delta\Omega$ を用いて

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = C^2 \frac{Nn}{j\Delta\Omega}$$

とあらわされます。ここで C^2 はある定数となります。ビームフラックスを正確に測定しているわけではないのでその分の不定性が残ります。

3.2 偏極分解能の測定

上流のポラリメータによってビームの偏極度を測定します。

spin が 1 の時、散乱断面積はスピンに関する量子化軸を散乱平面に垂直に選べば次のように偏極分解能 iT_{11} に依存します。

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{pol} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{unpol} \left[1 \pm \frac{2}{\sqrt{3}} iT_{11}\right]$$

角度 θ に置かれた検出器により、 spin が 1 の時の散乱断面積 $d\sigma_+/d\Omega$ と -1 の時の散乱断面積 $d\sigma_-/d\Omega$ がそれぞれ測定でき、これらを用いて偏極分解能 iT_{11} は

$$iT_{11} = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{d\sigma_+/d\Omega - d\sigma_-/d\Omega}{d\sigma_+/d\Omega + d\sigma_-/d\Omega}$$

で与えられます。偏極分解能は散乱・反応過程の詳細な情報を与えます。

$E[\text{keV}]$	1 粒子軌道	S
0	$2d_{5/2}^+$	0.75
1.88217	$1g_{7/2}^+$	0.082
	$1h_{11/2}^-$	
1.20478	$3s_{1/2}^+$	0.66
2.04234	$2d_{3/2}^+$	0.56

Table.3: ^{91}Zr の規格化された Spectroscopic factor の値。⁶

3.3 各準位の j^π の決定

(\vec{d}, p) ストリッピング反応では核に 1 つの中性子が捕獲されます。この中核子は核の特定の j^π をもつ一粒子軌道に入ります。出てきた陽子のエネルギー、および断面積を調べることで残留核の励起状態に関する情報が得られます。陽子の断面積の角分布の形を DWBA による計算値と比較することにより、励起状態の l を決定出来ます。

(\vec{d}, p) 反応では断面積の j 依存性がある (j の値によって断面積の角度分布が特徴的になる) ことがわかっていますが、同じ l の値に対して比較的断面積の角度分布は同じ振る舞いをするので j を決定できないことがあります。一方、偏極分解能の j 依存性は断面積のものよりもはるかに特徴的で、 $j = l \pm 1/2$ の一組の偏極分解能は互いに逆位相を示して振動します。偏極分解能を測定し、理論値と比較することにより、励起状態の j^π を決定することが出来ます。

Spectroscopic factor S はそれぞれの励起状態に対して 1 粒子模型の成りたっている目安をあらわします。測定された断面積を σ_{obs} 、DWBA による計算値を σ_{DWBA} とすると、Spectroscopic factor S は

$$\sigma_{obs} = C^2 S \sigma_{DWBA}$$

となります。

つまり魔法核に近い ^{90}Zr では、内部励起が起こりにくいと考えられるので 1 粒子状態をよく励起できる、すなわち $S = 1$ となることが予想されます。

一粒子模型における軌道の空いている割合 U^2 は同じ j^π を持つ各励起状態の Spectroscopic factor を足し合わせることで得られます。

$$U_j^2 = \sum_m S_m(j)$$

しかし、 U_j^2 もまた規格化因子を含んでいるため、それぞれの軌道の相対的な値を示すにとどまります。規格化する場合は (d, p) 反応とともに中核子をピックアップする (d, t) 反応を行う必要があります。 (d, p) 反応と逆にこの反応では基底状態で中核子が存在する軌道から一つの中核子をピックアップするので、同様の方法によって、基底状態の中核子の各軌道における占有率 V_j^2 を求めることが出来ます。これらより条件

$$U_j^2 + V_j^2 = 1$$

を課せば占有率を規格化することが出来ます。

E	軌道	U_j^2	V_j^2
1.3	$2d_{5/2}^+$	0.18	0.81
0.72	$1g_{7/2}^+$	0.13	0.88
0.32	$1h_{11/2}^-$	0.85	0.15
0	$3s_{1/2}^+$	0.49	0.52
0.16	$2d_{3/2}^+$	0.64	0.32

Table.4: ^{117}Sn の軌道占有率の実験データ。¹

4 実験に必要なパラメータなど

4.1 入射エネルギー

入射エネルギーを決めるにあたって RAIDEN の磁石の強さおよび検出系で上限があります。RAIDEN では 570[A] の電流しか流せません。過去の実験では 56[MeV] の重陽子をビームに使っている実験例³もありますが、当時は最大 850[A] の電流を流すことが出来たようです。

4.1.1 RAIDEN の K-number

K-number は磁石で曲げられる粒子の最大エネルギーです。

RAIDEN では

$$K = 87 \times \frac{Z^2}{A} [\text{MeV}]$$

となります。ここで Z は粒子の陽子数、 A は質量数です。つまり陽子の場合には 87[MeV] のエネルギーまで曲げることが出来ます。重陽子の場合には 43.5[MeV] となります。

K-number にはある程度の余裕を含んでいるのでこれが上限値そのものを示しているわけではないようです。昨年 の P4 の実験¹¹ においては 43.6[MeV] の重陽子を使っています。

(\vec{d}, p) の DWBA 計算において必要な光学模型パラメータを計算するために (d, d) 弾性散乱の角分布が必要になります。弾性散乱を測定するためには入射エネルギーは $E_d = 43.5$ [MeV] とすれば条件を満たすこととなります。

4.1.2 反応の Q-value

Table of Isotope の mass excess より求めます。Table.5 より Q-value は Table.6 のようになります。

4.1.3 運動学

$E_d = 43.5$ [MeV] の重陽子ビームを用いて $(d, d), (\vec{d}, p)$ で 10 度から 70 度まで 2.5 度おきに測定したとして出てくる粒子のエネルギーは運動学により以下ようになります。(鋭意制作中)

光学ポテンシャルのパラメータをとる場合はさらに出射粒子の陽子の歪曲波に関する情報が必要ですので

nucleus	mass excess[keV]
p	7288.969
d	13135.720
^{90}Zr	-88769.3
^{91}Zr	-87892.6
^{116}Sn	-91523
^{117}Sn	-90397

Table.5: mass excess. Table of Isotope による。

reaction	Q-value[keV]
$^{90}\text{Zr}(\vec{d}, p)^{91}\text{Zr}$	4970.051
$^{116}\text{Sn}(\vec{d}, p)^{117}\text{Sn}$	4720.751

Table.6: Q-value Table.5 により計算した。

(p, p) 弾性散乱を行う必要があります。

それが可能であれば、 (d, p) 反応におけるプロトンのエネルギーは $40[\text{MeV}]$ 程度なので $E_p = 40[\text{MeV}]$ として (p, p) を行います。

以下は同様に運動学による出射粒子のエネルギーです (鋭意制作中)

4.2 測定時間

$^{90}\text{Zr}(d, p)$ では励起するエネルギーによるが、おおよそ $\sigma = 1.0 \sim 0.1[\text{mb}/\text{sr}]$ と見積もれます。⁴ 検出器では入射エネルギーの $\pm 5\%$ を一度に測定でき、入射エネルギーは約 $50[\text{MeV}]$ であるので一度に $5[\text{MeV}]$ の領域を測定できます。よって測定したい励起状態のうち一番イールドの少ないものを考えると、データの約半分が $1[\text{mb}/\text{sr}]$ 、後が $0.1[\text{mb}/\text{sr}]$ として、平均断面積が $0.5[\text{mb}/\text{sr}]$ 程度と概算します。また、測定する角度は実験室系で 2.5 度おきに、 10 度から 70 度まで 25 点とるとします。

4.2.1 (d, p) 反応でのイールドの計算

昨年度のログノートによると散乱中心からスリットまでの距離はおおよそ $28[\text{cm}]$ とあります。角度の誤差を 1 度に抑えようとするならばスリットの幅 d は

$$d \sim l\theta = 0.488[\text{cm}]$$

となります。この時検出器が覆う立体角は

$$\Delta\Omega = \frac{0.488^2}{28^2} = 3.0 \times 10^{-4}[\text{sr}]$$

また、ターゲットの厚さは $10[\text{mg}/\text{cm}^2]$ なのでビームから見た散乱体の数 N は

$$N = \frac{10 \times 10^{-3}}{116} \times 6.02 \times 10^{23} = 5.18 \times 10^{19}[\text{cm}^{-2}]$$

そして、ビーム強度は 100[nA] 程度なので

$$j = \frac{100 \times 10^{-9}}{1.602 \times 10^{-19}} = 6.2 \times 10^{11} [\text{s}^{-1}]$$

これらよりイールド Y は

$$Y = \frac{d\sigma}{d\Omega} Nj = 4.8 [\text{s}^{-1}]$$

となります。

統計誤差を 3%程度にするにはあるチャンネルに対して 1000 カウントとればよいので測定時間は

$$\frac{1000}{4.8} \times 25 = 5200 [\text{sec}] = 1.5 \text{ 時間}$$

となります。

$^{116}\text{Sn}(d, p)$ の断面積が今回の実験と同じ位のエネルギーの重陽子を使った場合どれくらいになるかは調べていません。

$^{90}\text{Zn}(d, p)$ と同じ程度のオーダーの断面積を持つとすれば、この測定も 1.5 時間程度と見積もれます。

4.2.2 (p, p) 弾性散乱のイールド

$^{90}\text{Zn}(p, p)$ の断面積はオーダーで 10³mb/sr ~10mb/sr 程度となります。⁸断面積を小さく見積もって 10mb/sr でもイールドは 96[s⁻¹] となるので測定は 1 点あたり 10[s] 程度となります。

また、 $^{116}\text{Sn}(p, p)$ の断面積は 1000[mb/sr] から 100[mb/sr] 程度であるので、⁹イールドは非常に大きく、 $Y = 960 [\text{s}^{-1}]$, 1 点あたり 1[s] で測定が終わります。

ですから (p, p) 散乱に関しては測定そのものよりも検出器の角度を変えたりする時間の方がとられるということになります。

4.2.3 (d, d) 弾性散乱のイールド

$^{90}\text{Zr}(d, d)$ ではオーダーとしては

これも概算ですが 1[mb] 程度として⁷ イールドは 9.6[s⁻¹] 程度になります。

$^{116}\text{Sn}(d, d)$ も上と同程度かかると考えられます。

なお、今までで、K-number が等しく、磁石の強さの関係で (d, p) と (d, d) が同時に測定できるような場合は想定していません。また、磁場の強さを変更するのに (磁場が安定するまでに) 要する時間があります。これは近い値に変更するのであれば 1 回あたり 5 分くらいと想定されます。

以上を踏まえると、データ収集系の調整やポラリメータの調整、およびビーム粒子の変更の時間も考えますと理想的に実験が進めばマシンタイムは 1 日程度必要と考えられます。

5 実験の問題点

5.1 (d, p) 反応の問題点

昨年度の P4 でも (d, p) 反応を行い、ノイズが非常に大きくデータがとれなかった、とのことで (d, p) 反応をするのであればこの問題を解決しなければなりません。ノイズの原因が何であるのかは結局ははっきりは

しなかったようですが、散乱中心から発生した中性子が検出系に入ってカウンターを鳴らしているという可能性があります。このように発生するバックグラウンドは $E, \Delta E_1, \Delta E_2$ に加え、もう一つトリガを作って Coincidence を取ることによって減らす事が出来ると考えられます。

しかし、ノイズの原因が想定していたものと違った場合はこれだけでバックグラウンドが減るとはいえません。

また、トリガ用にプラスチックシンチを新たに作るという計画がありますが、この文書の Appendix にあるように、シンチでのエネルギー損失が大き過ぎるという問題があります。

5.2 Spectroscopic factor について

Spectroscopic factor は DWBA 計算によって算出されるため、非常にエラーが大きくなります (一割程度)。過去の論文を読む限りでは DWBA 計算で用いる光学ポテンシャルのパラメータセットを変えるだけで Spectroscopic factor の値は大きく変わります。ですので Spectroscopic factor の *正確な* 値を求めることは出来ず、傾向を見る程度にとどまるのではないかと考えられます。また上で述べたように (d, p) 反応だけでは占有率の絶対値を求めることが出来ないので規格化については過去のデータと比較するなどの方法をとらざるを得ません。

6 Appendix:新しいトリガでのエネルギー損失

昨年の P4 の実験では (d, p) 反応はノイズが多すぎて測定できなかったという結果になりました。この原因はいくつか考えられるのですが1つには散乱中心で発生した中性子がバックグラウンドとなってカウンターをならした、という可能性があります。このバックグラウンドを少なくするためには Coincidence をとるトリガを増やすという方法で対処出来ます。プラスチックシンチでトリガーを作る場合はトリガでのエネルギー損失を考えなければなりません。

Tabel.7 が 40[MeV] のプロトンのエネルギー損失のシンチの厚さ依存性です。RAIDEN の focal plane は beam line に対して 36 度の角度をもっています。この効果は考えていないので、斜め入射の効果は考えてませんので実際に作るトリガの厚さは (表の数値) $\times 0.58$ となります。

以上見る限りではプラスチックシンチは (d, p) 反応に対してはエネルギー損失が大き過ぎるのでトリガとしては不適當であると考えられます。

7 よくわからないこと

- 光学ポテンシャルのパラメータをとるためには (d, d) および (p, p) を測定する必要があるのか？
同様のエネルギーでやっている実験のデータを借りるという手もある。
- そもそも陽子ビームも出してもらえるのか？
- パリティってどうやって決めるの？

8 やらないといけないこと

- 重心系と実験室系の角度の変換式を作る。

シンチの厚さ [cm]	出射エネルギー [MeV]
0.05	38.0
0.10	35.9
0.15	33.9
0.20	31.9
0.25	29.9
0.30	27.8
0.35	25.8
0.40	23.8
0.45	21.7
0.50	19.7
0.55	17.7
0.60	15.6
0.65	13.6
0.70	11.6
0.75	9.6
0.80	7.5
0.85	5.5
0.90	3.5
0.95	1.4

Table.7: $E_p = 40$ [MeV] の陽子がプラスチックシンチに入射したときの出射エネルギーとシンチの厚さの関係。シンチの密度は 1.2 [g/cm³] として計算した。

- 参考文献のリンク、整理
- どこまでのピークを拾うのか整理
- C や O 等の不純物によるピークが出るかどうかの予想
- 磁場の値をどこで変えるか、等具体的実験の進め方
- 超伝導状態とはなんなのか?
- 運動学プログラムの整理

参考文献

- [1] E.J.Schneid, A.Prakash, and B.L.Cohen, Phys.Rev. **156**, 1316(1967).
- [2] B.L.Cohen, and R.E.Price, Phys.Rev. **121**, 1441(1961).
- [3] K.Hatanaka, N.Matsumoto, T.Saito, K.Hosono, M.Kondo, S.Kato, T.Higo, S.Matsuki, Y.Kadota, and K.Ogino, Nucl.Phys. **A419**, 530(1984).
- [4] R.D.Rathmell, P.J.Borkholm, and W.Haeblerli, Nucl.Phys. **A206**, 459(1973).
- [5] A.Graude, L.H.Herland, K.J.Lervik, J.T.Nesse, and E.R.Cosman, Nucl.Phys. **A187**, 141(1972).
- [6] Nucl.Phys.**A273**, 142(1976)

シンチの厚さ [cm]	出射エネルギー [MeV]
0.05	38.2
0.10	36.4
0.15	34.6
0.20	32.7
0.25	30.9
0.30	29.1
0.35	27.3
0.40	25.5
0.45	23.7
0.50	21.9
0.55	20.1
0.60	18.2
0.65	16.4
0.70	14.6
0.75	12.8
0.80	11.0

Table.8: $E_d = 40[\text{MeV}]$ の重陽子がプラスチックシンチに入射したときの出射エネルギーとシンチの厚さの関係。シンチの密度は $1.2[\text{g}/\text{cm}^3]$ として計算した。

- [7] Nucl.Phys. **A250**, 79(1975)
- [8] H.Sakaguchi, M.Nakamura, K.Hatanaka, A.Goto, T.Noro, F.Ohtani, H.Sakamoto, H.Ogawa, and S.Kobayashi Phys.Rev. **C26** 944(1982).
- [9] W.Makofske, W.Savin, H.Ogata, and T.H.Kruse Phys.Rev. **174** 1429(1968).
- [10] 2001 年度課題演習 P3 レポート http://www.bird.scphys.kyoto-u.ac.jp/p3_2001/paper-p3-2001.pdf
- [11] 2001 年度課題演習 P4 レポート
- [12] Y.Fujita, S.Morinobu, M.Fujiwara, I.Katayama, T.Yamazaki, and H.Ikegami Nucl.Instr.and Meth. **225**, 298(1984).
- [13] 久保謙一、鹿取謙二「スピンと偏極」(培風館新物理学シリーズ 27).
- [14] 市村宗武、坂田文彦、松柳研一「原子核の理論」(岩波講座 現代の物理学 9 岩波書店).