

修士論文

中性子過剰核 $^{15}\text{B}$ ,  $^{17}\text{B}$ の非弾性散乱

近藤 洋介



東京工業大学 理工学研究科 基礎物理学専攻

平成16年1月30日

## 概要

中性子束縛限界 (中性子ドリップライン) に位置する原子核は  $\beta$  安定線では見られなかった中性子ハローや中性子スキン等の特異構造が現れることが知られている。本研究の対象である  $^{17}\text{B}$  はこの中性子ハロー核の候補である。一方で中性子過剰な B 同位体は、中性子数が増えるにつれて Li、He に分かれているようなクラスター構造の可能性も指摘されている。

本研究では未だにその構造が良く知られていない  $^{15,17}\text{B}$  について、不安定核インビーム  $\gamma$  分光法を用いて束縛励起準位の測定を行った。実験は理化学研究所にある加速器研究施設 RARE の入射核破砕片分離装置 RIPS を使用した。RIPS から得られる不安定核ビーム  $^{15,17}\text{B}$  を炭素および鉛標的に入射させ、非弾性散乱により  $^{15,17}\text{B}$  の励起状態を生成した。この励起した  $^{15,17}\text{B}$  が放出する脱励起  $\gamma$  線を 36 本の NaI(Tl) シンチレーターを用いて測定し、今まで知られていなかった  $^{15,17}\text{B}$  の第一励起準位の励起エネルギー 1.35 MeV、1.07 MeV を同定した。また  $^{15,17}\text{B}$  の破砕反応を用いて他の B 同位体の脱励起  $\gamma$  線も観測した結果、過去に測定された  $^{14}\text{B}$  の励起エネルギー 0.740 MeV とは異なる結果 (0.65 MeV) が得られた。

さらに炭素・鉛標的ににおける非弾性散乱断面積の比、および角度分布をチャンネル結合計算コード ECIS の計算結果と比較することにより、遷移の種類として  $E2(L=2)$  遷移を推定した。さらに  $E2(L=2)$  遷移であるとして四重極変形長を求めたところ、 $^{15}\text{B}$  のほうが  $^{17}\text{B}$  よりも大きいという結果が得られた。また、本論文では実験から得られた  $^{15,17}\text{B}$  の準位の励起エネルギーの値と理論計算の比較を行う。

## Abstract

Some nuclei which locate at neutron drip line have exotic structure such a neutron halo or skin, which have never been observed at the  $\beta$ -stable region.  $^{17}\text{B}$  is a candidate for the neutron halo. On the other hand, it was predicted that B isotopes have Li-He cluster structure with an increase of the neutron number. However, there are few experimental data for  $^{15}\text{B}$  and  $^{17}\text{B}$ . I studied bound excited states of  $^{15}\text{B}$  and  $^{17}\text{B}$  using the method of in-beam  $\gamma$  spectroscopy. The experiment was performed using the in-flight radioactive-isotope beam separator, RIPS at RARF in RIKEN.  $^{15}\text{B}$  and  $^{17}\text{B}$  delivered from the RIPS were bombarded on a carbon or/and lead targets. These targets were employed populating the bound excited states of  $^{15}\text{B}$  and  $^{17}\text{B}$  through an inelastic scattering. The  $\gamma$  rays emitted from excited  $^{15}\text{B}$  and  $^{17}\text{B}$  were detected by thirty-six NaI(Tl) scintillators, and the excitation energy of  $^{15}\text{B}$  and  $^{17}\text{B}$  were determined to be 1.35 MeV and 1.07 MeV, respectively, at the first time. The  $\gamma$  rays from other B isotopes were observed through breakup reactions. The observed excitation energy of  $^{14}\text{B}$  (0.65 MeV) was different from the previous experimental result (0.740 MeV).

I deduced the multiporality of the transitions to be E2 ( $L = 2$ ) from the ratio of the cross section in the case of the lead target to of the carbon target, and from the comparing between the experimental angular distribution and calculated one using couple channel calculation code ECIS97. In assuming the E2 ( $L = 2$ ) transition, quadrupole deformation length of  $^{15}\text{B}$  and  $^{17}\text{B}$  were obtained. The obtained deformation length suggest that  $^{15}\text{B}$  is more deformed than  $^{17}\text{B}$ . And in this thesis, I compared between the observed excitation energies of  $^{15}\text{B}$  and  $^{17}\text{B}$  and the theoretical ones.

# 目次

第1章 序	1
第2章 中性子過剰核の $\gamma$ 分光	11
2.1 不安定核ビーム	11
2.2 中性子過剰核の $\gamma$ 線分光法	11
2.2.1 $\beta$ - $\gamma$ 分光法	12
2.2.2 インビーム $\gamma$ 分光法	13
第3章 実験	16
3.1 ビームと標的	16
3.2 実験セットアップ	17
3.3 二次ビーム測定系	18
3.3.1 プラスチックシンチレーター (SF2)	18
3.3.2 サイクロトロン加速タイミング (RF)	18
3.3.3 PPAC(parallel plate avalanche counter)	18
3.4 $\gamma$ 線検出器群	19
3.5 荷電粒子測定系	20
3.5.1 ドリフトチェンパー (FDC1,FDC3)	20
3.5.2 プラスチックシンチレーター (Hodoscope)	20
3.6 中性子測定系	20
3.6.1 プラスチックシンチレ - タ - (Neutron counter)	20
3.6.2 プラスチックシンチレ - タ - (Veto counter)	20
3.7 トリガーについて	21
第4章 解析	22
4.1 二次ビーム測定系	23
4.1.1 二次ビームの粒子識別	23
4.1.2 PPACの解析	24
4.2 荷電粒子測定系	25
4.2.1 プラスチックシンチレ - タ - Hodoscopeの解析	26
4.2.2 ドリフトチェンバ - FDC3の解析	27
4.3 $\gamma$ 線検出器群	33
4.3.1 エネルギー較正	33
4.3.2 ドップラー補正	34
4.3.3 NaI(Tl)シンチレ - タ - の時間情報	35
4.3.4 非弾性散乱断面積の導出	36

4.3.5	検出効率の見積り . . . . .	37
4.4	角度分布の導出 . . . . .	38
4.4.1	磁場の飛跡の解析 . . . . .	38
<b>第 5 章</b>	<b>実験結果</b>	<b>43</b>
5.1	炭素標的 . . . . .	43
5.1.1	非弾性散乱の断面積 . . . . .	45
5.1.2	分解能 . . . . .	45
5.1.3	炭素標的における非弾性散乱の角度分布 . . . . .	47
5.2	鉛標的 . . . . .	48
5.2.1	非弾性散乱の断面積 . . . . .	48
<b>第 6 章</b>	<b>議論</b>	<b>49</b>
6.1	炭素・鉛標的における非弾性散乱の断面積 . . . . .	49
6.2	非弾性散乱における角度分布 . . . . .	50
6.3	理論計算との比較 . . . . .	52
6.4	shell model 計算 . . . . .	53
<b>第 7 章</b>	<b>まとめと展望</b>	<b>56</b>
<b>第 8 章</b>	<b>付録</b>	<b>57</b>
8.1	磁場の行列表示 . . . . .	57
8.2	bethe-broch の式 . . . . .	58
8.3	$\gamma$ 線源の壊変関 . . . . .	59
8.4	上限値の導出 . . . . .	60
8.5	OXBASH による計算 . . . . .	60
8.6	B 同位体のエネルギー準位 . . . . .	61

# 目次

1.1	核図表	1
1.2	一中性子分離エネルギーの変化	2
1.3	偶偶核における第一 $2^+$ 状態のエネルギー	2
1.4	$N = 20$ の原子核の $B(E2)$ の値	3
1.5	Be と C のエネルギー準位図	4
1.6	中性子ハロー	5
1.7	中性子過剰核の平均二乗半径	5
1.8	$^{17}\text{B}$ の破砕反応で生じる $^{15}\text{B}$ の運動量分布	6
1.9	クラスター構造	7
1.10	$^{15}\text{B}$ のエネルギー準位	8
1.11	B 同位体の磁気モーメントと四重極モーメント	9
1.12	PSDWBT における $V_{J=0,T=1}$ の値	9
2.1	RIPS(RIKEN Projectile fragment Separator)	11
2.2	$^{11}\text{Li}$ の $\beta$ 崩壊のチャンネル	12
2.3	非弾性散乱断面積の原子番号依存性	13
2.4	不安定核インビーム $\gamma$ 分光法の応用	14
2.5	ECIS で計算した非弾性散乱の角度分布	15
3.1	実験セットアップ	17
3.2	PPAC	18
3.3	NaI(Tl) シンチレーターの配置	19
3.4	トリガー回路	21
4.1	二次ビームの識別	23
4.2	二次標的における二次ビーム $^{15}\text{B}$ の位置と角度	24
4.3	PPAC-a の x 方向の時間信号の和	24
4.4	Hodoscope での TOF と波高	26
4.5	Z の識別	26
4.6	ドリフト時間	27
4.7	STC 前後のドリフト距離とトラッキングで得られた位置の差	28
4.8	ドリフト時間とドリフト距離の関係	28
4.9	$(x_3 - x_t, \theta_3)$	29
4.10	図 4.9 を回転させた図	30
4.11	$B\rho$ と二次標的 - Hodoscope 間の TOF	30
4.12	図 4.11 を回転させた図	31

4.13	図 4.12 を補正した図 . . . . .	31
4.14	図 4.12(実線) と図 4.13(破線) の縦軸への投影図 . . . . .	31
4.15	質量の分布 . . . . .	32
4.16	エネルギー較正 . . . . .	33
4.17	ドップラー補正 . . . . .	34
4.18	NaI(Tl) の時間スペクトル . . . . .	35
4.19	$\gamma$ 線源を測定した場合のエネルギースペクトル . . . . .	37
4.20	$^{15}\text{B}$ ビームの標的無しにおける二次標的上での運動量の分解能 . . . . .	39
4.21	荷電粒子測定系のアクセプタンス . . . . .	41
4.22	各角度における $\gamma$ 線のエネルギースペクトル . . . . .	42
5.1	$^{12-15,17}\text{B}$ のドップラー補正後の $\gamma$ 線のエネルギースペクトル . . . . .	44
5.2	NaI(Tl) シンチレーターの分解能 . . . . .	45
5.3	NaI(Tl) シンチレーターの分解能の角度依存性 . . . . .	46
5.4	炭素標的における非弾性散乱の角度分布 . . . . .	47
5.5	$^{15,17}\text{B}$ の鉛標的における非弾性散乱チャンネルの $\gamma$ 線のエネルギースペクトル . . . . .	48
6.1	70 MeV/nucleon の $^{15}\text{B}$ の非弾性散乱断面積の標的核の原子番号依存性 . . . . .	49
6.2	ECIS97 による角度分布の計算結果 . . . . .	50
6.3	$^{15,17}\text{B}$ のエネルギー準位図 . . . . .	52
6.4	$^{17}\text{N}$ 、 $^{16}\text{C}$ のエネルギー準位図 . . . . .	53
6.5	$^{15,17}\text{B}$ のエネルギー準位図 . . . . .	54
8.1	$\gamma$ 線源の壊変図 . . . . .	59
8.2	$^{12}\text{B}$ のエネルギー準位図 . . . . .	62
8.3	$^{13}\text{B}$ のエネルギー準位図 . . . . .	63
8.4	$^{14}\text{B}$ のエネルギー準位図 . . . . .	64

# 表 目 次

1.1	Be 同位体の $E(2_1^+)$ と四重極変形長	4
3.1	ビームと標的	16
4.1	$Z$ の分解能	26
4.2	質量の分解能	32
4.3	$\gamma$ 線源と光電ピークのエネルギー	33
4.4	測定された結果と GEANT3 によるシミュレーションの結果の比	38
4.5	FDC3 の位置と角度の補正值	38
4.6	運動量の分解能	40
4.7	非弾性散乱における実験室系での角度分解能	41
5.1	炭素標的の場合の測定された $\gamma$ 線のエネルギー	43
6.1	非弾性散乱の断面積	49
6.2	変形度 $\delta$	51
6.3	$^{15}\text{B}$ の基底状態 ( $J^\pi = 3/2^-$ ) の配位	55
6.4	$^{15}\text{B}$ の第一励起状態 ( $J^\pi = 5/2^-$ ) の配位	55



# 第1章 序

近年における重イオン加速器の発達により、中性子束縛限界 (中性子ドリップライン) 付近における原子核の研究が進み、中性子過剰領域では魔法数の消失といった殻構造の変化や、中性子ハロー等の特異構造の出現といった  $\beta$  安定線付近の原子核では見られなかった性質が現れてくることが分かった。例えば魔法数の変化について見てみることにする。通常、陽子数  $Z$  や中性子数  $N$  が魔法数 (2、8、20、...) をもつ原子核では、閉殻構造を持つことにより安定になることが分かっている。このことは一中性子分離エネルギーが大きくなることや (図 1.2)、第一励起状態の励起エネルギーが高くなること (図 1.3) などから知ることができる。この魔法数は殻模型によって説明され、多くの原子核がこの殻模型でよく記述されると考えられてきた。しかしこの魔法数で特徴づけられ

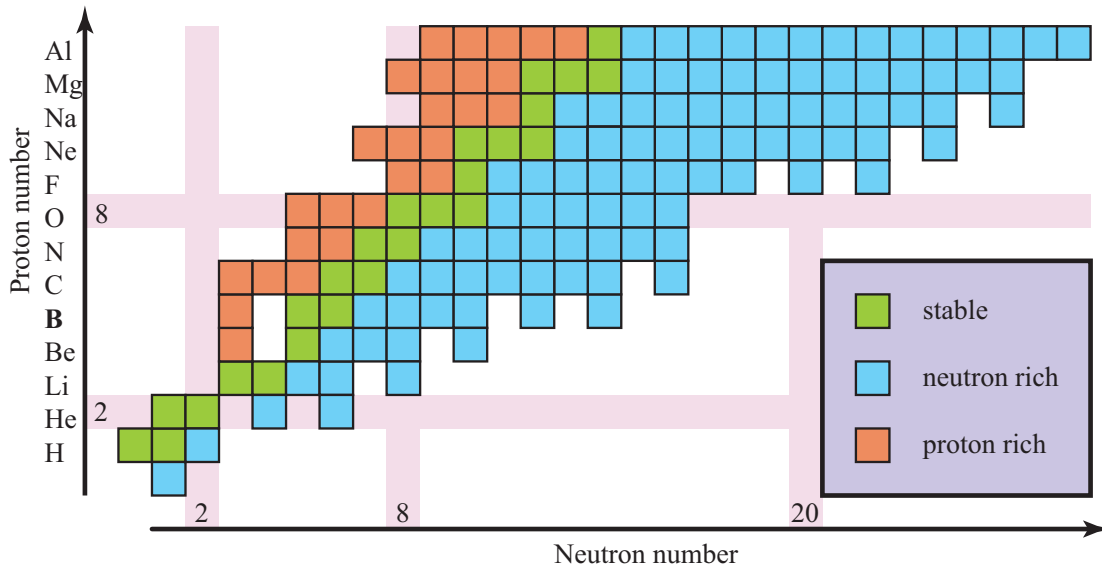


図 1.1: 核図表

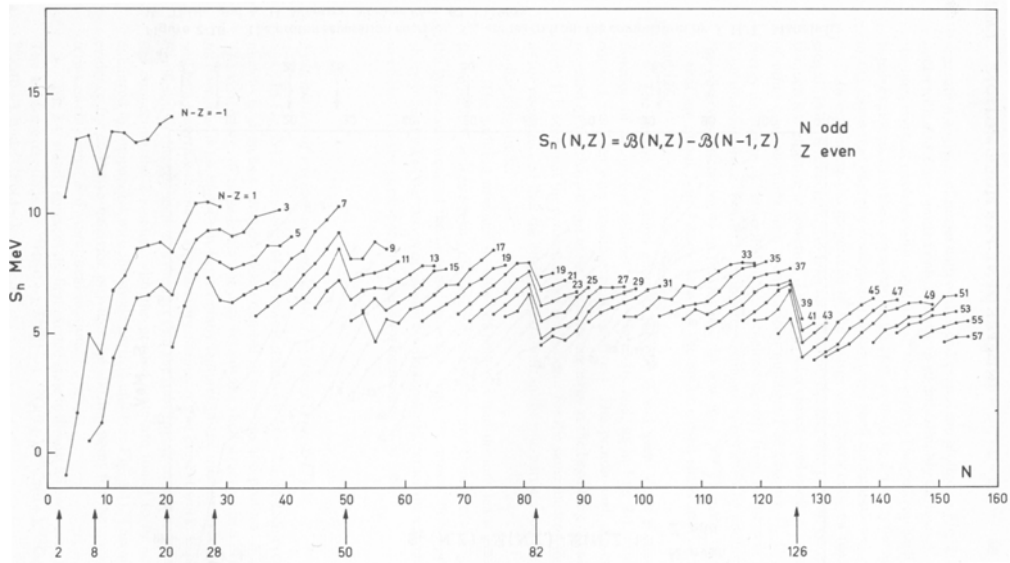


図 1.2: 一中性子分離エネルギー変化 ([1] から引用)。魔法数のところで極大になっている。

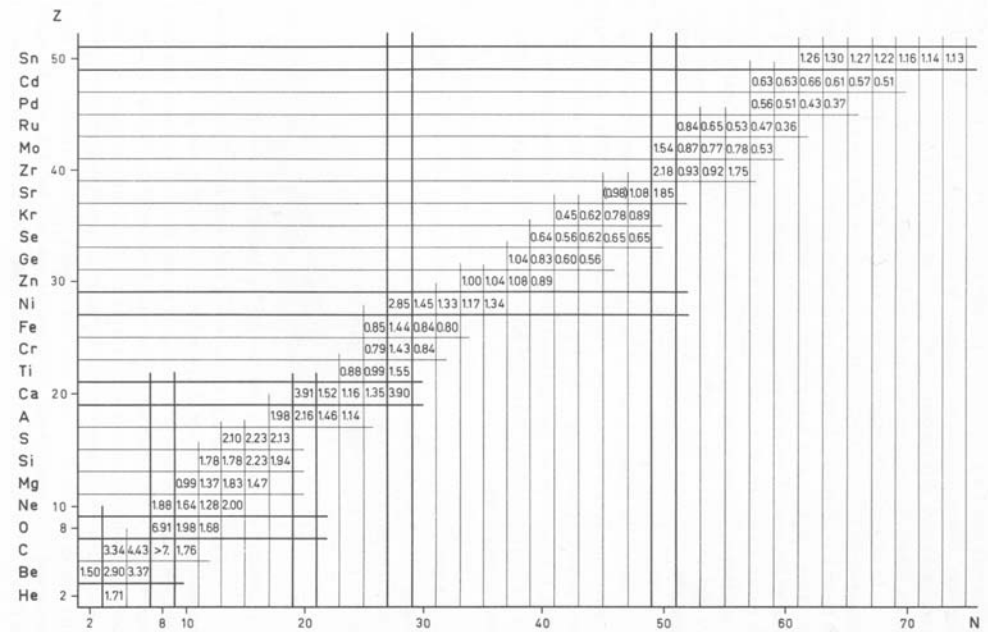


図 1.3: 偶偶核における第一  $2^+$  状態のエネルギー ([1] から引用)。魔法数のところで極大になっている。

る殻構造が、中性子過剰領域において変化することが最近の研究により明らかにされた。例えば、 $^{32}\text{Mg}$  のクーロン励起から求められた換算遷移確率  $B(E2)$  が核図表上に近隣する他の原子核に比べて大きくなることから、 $N = 20$  という魔法数はもはや成り立たないことが分かった [2](図 1.4)。その後の研究により、この  $^{32}\text{Mg}$  の周辺の原子核において  $N = 20$  がもはや魔法数として成り立たないことが示された [3, 4]。

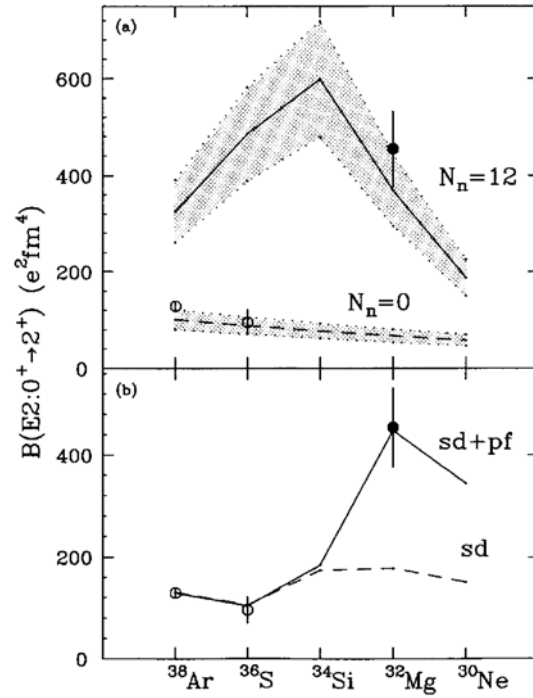


図 1.4:  $N = 20$  の原子核の  $B(E2)$  の値 ([2] から引用)。 $^{32}\text{Mg}$  において大きくなっており、魔法数が成り立たないことを表している。

こうした魔法数の消失は  $N = 8$  についても起こっている。例えば Be 同位体は第一  $2^+$  準位の励起エネルギーの系統性の研究や、四重極変形長  $\delta$  の測定 [5] 等から  $N = 8$  という魔法数が成り立たないことが明らかとなった (表 1.1)。この  $N = 8$  の魔法数の破れは、中性子過剰になるにつれて

	$^8\text{Be}$	$^{10}\text{Be}$	$^{12}\text{Be}$
中性子数 $N$	4	6	8
$E(2_1^+)$ [MeV]	3.04	3.37	2.10
変形度 $\delta$ [fm]	-	1.80	2.00

表 1.1: Be 同位体の  $E(2_1^+)$  と四重極変形長

$2s$  軌道のエネルギーがさがり、 $1p$  軌道と  $2s$  軌道のエネルギー差が小さくなることから起こると理解されている。 $^{11}\text{Be}$  の基底状態のスピン・パリティ  $1/2^+$  [6] や、 $^{12}\text{Be}$  の  $1^-$  準位の励起エネルギー ( $E(1^-) = 2.68$  MeV) [7] (図 1.5) が小さいのは、この  $2s_{1/2}$  軌道の低下によって説明されている。

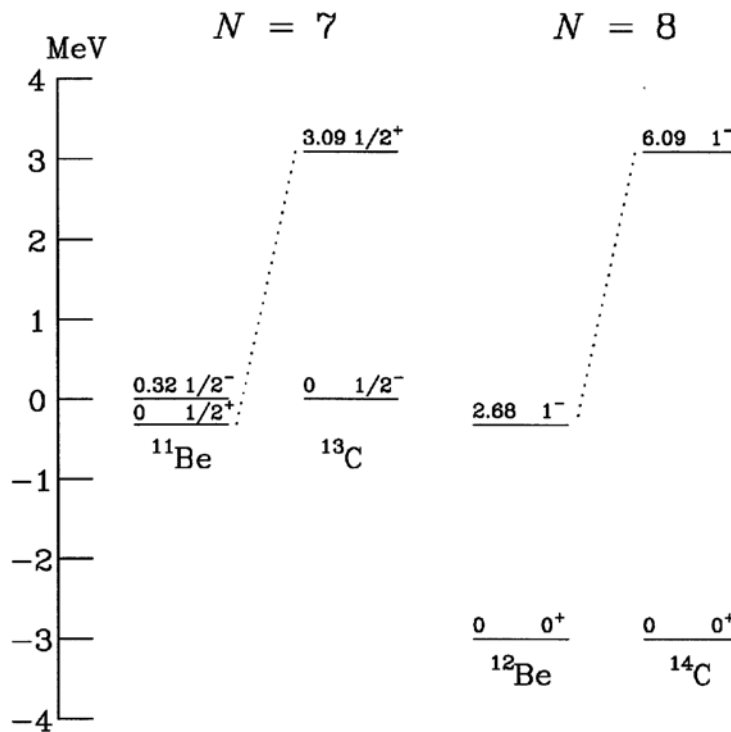


図 1.5: Be と C のエネルギー準位図 ([7] から引用)。図の  $1^-$  励起は一粒子的に考えると中性子の  $2s_{1/2}$  軌道と  $1p_{1/2}$  軌道との励起であると考えられるので、これらの軌道のエネルギー差に対応すると考えることができる。C 同位体に比べ、Be 同位体のほうが  $2s_{1/2}$  軌道と  $1p_{1/2}$  軌道のエネルギー差が小さくなっている。

本研究では不安定核ビームを用いたインビーム  $\gamma$  分光法により、いまだ知られていない中性子過剰核  $^{15,17}\text{B}$  の束縛励起準位の特定を目的としている。中性子過剰な B 同位体は  $N = 8 - 14$  におよび、そのうち  $^{16,18}\text{B}$  は非束縛核であることが知られている。研究対象の一つである  $^{17}\text{B}$  は中性子ハロー構造を持つことが示唆されている。この中性子ハローとは、通常の密度を持つコアのまわりに価中性子が薄く広がって分布している構造であり、安定線付近の原子核には見られなかった特異構造である。 $^{17}\text{B}$  もこうしたハロー構造を持つと指摘されており、通常の原子核密度を持つ  $^{15}\text{B}$  のまわりに 2 つの中性子が薄く広がって分布していると考えられている (図 1.6)。 $^{17}\text{B}$  における中性子ハロー構造は、反応断面積の測定から求めた換算核力吸収半径 (reduced strong absorption radius) の増大 [8] や、相互作用断面積の測定 [9] 等から明らかにされた。中性子ハロー形成の条件として、

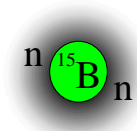


図 1.6: 中性子ハロー

- 価中性子が角運動量の小さな s、p 軌道 ( $l = 0, 1$ ) に入っていること。特に中性子が s 軌道にいる場合は、遠心力ポテンシャル  $l(l+1)\hbar^2/2\mu r^2$  ( $\mu$  は換算質量) を感じないために波動関数が原子核の外側に広がって分布することができる。
- 中性子分離エネルギーが小さいこと。原子核の外側の波動関数は漸近的に  $\exp(-\kappa r)/r$  と表され、この広がり  $\kappa = \sqrt{2\mu S_n}/\hbar$  で特徴づけられる。よって、中性子分離エネルギー  $S_n$  が小さいほど波動関数は原子核の外側に広がる。

が挙げられる。図 1.7 は相互作用断面積の測定から得られた平均二乗半径を 2 中性子分離エネルギーの関数としてプロットしたものである。中性子分離エネルギーが小さくなるにつれて平均二乗半径が大きくなる様子がわかる。

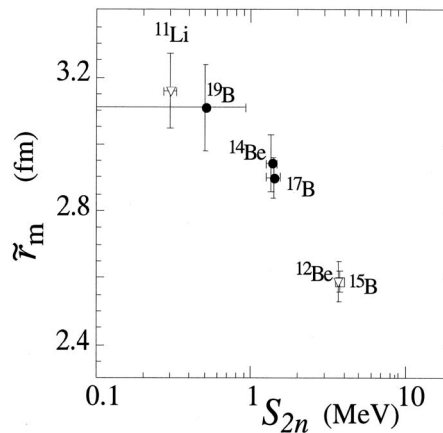


図 1.7: 中性子過剰核の平均二乗半径 ([10] から引用)

また  $^{17}\text{B}$  の破砕反応で生じる  $^{15}\text{B}$  の運動量分布の測定 [11] も中性子ハローであることを示唆している。 $^{17}\text{B}$  の静止系では、 $^{17}\text{B}$  中の中性子の運動量を  $p_{n_1}$ 、 $p_{n_2}$ 、コア ( $^{15}\text{B}$ ) の運動量を  $p_{^{15}\text{B}}$  とすれば、

$$p_{n_1} + p_{n_2} + p_{^{15}\text{B}} = 0 \quad (1.1)$$

の関係がある。破砕反応における運動量移行を無視すれば、破砕後の  $^{15}\text{B}$  の運動量は  $^{17}\text{B}$  中をフェルミ運動している中性子の運動量に相当する。不確定性関係  $\Delta p \Delta x \sim \hbar$  から、この運動量の広がりには空間の広がりに相当し、運動量分布が狭いほど中性子は広がって分布していることに対応する。測定された運動量分布は狭い分布を持つ s 軌道の配位によって説明でき、価中性子が s 軌道にいる配位の S-factor <sup>1</sup> が  $0.69 \pm 0.20$  と求められ、価中性子が s 軌道にいる配位が支配的であることが分かった。この結果は、やはり  $^{17}\text{B}$  が中性子ハローであることを示唆している。

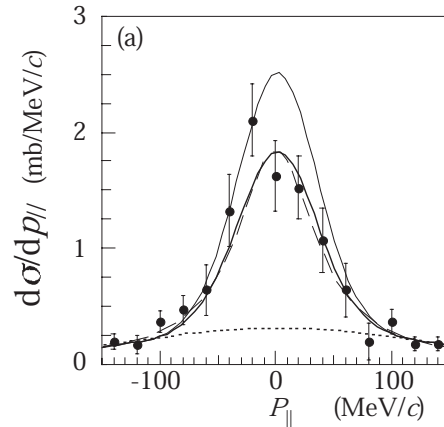


図 1.8:  $^{17}\text{B}$  の破砕反応で生じる  $^{15}\text{B}$  の運動量分布 ([11] から引用) 実線と点線は  $2s_{1/2}$ 、 $1d_{5/2}$  軌道を仮定した場合の運動量分布。太い実線は s 軌道の S-factor を 0.69 とした場合の運動量分布。破線はローレンツ型の関数でフィッティングした場合。

<sup>1</sup>価中性子が s 軌道にいる確率

一方 AMD (antisymmetrized molecular dynamics) モデルによる理論計算によれば、中性子過剰な B 同位体では、中性子数が増加するにつれて原子核が He と Li の二体に分かれて分布しているようなクラスター構造 (図 1.9) をもつという指摘がある [12]。

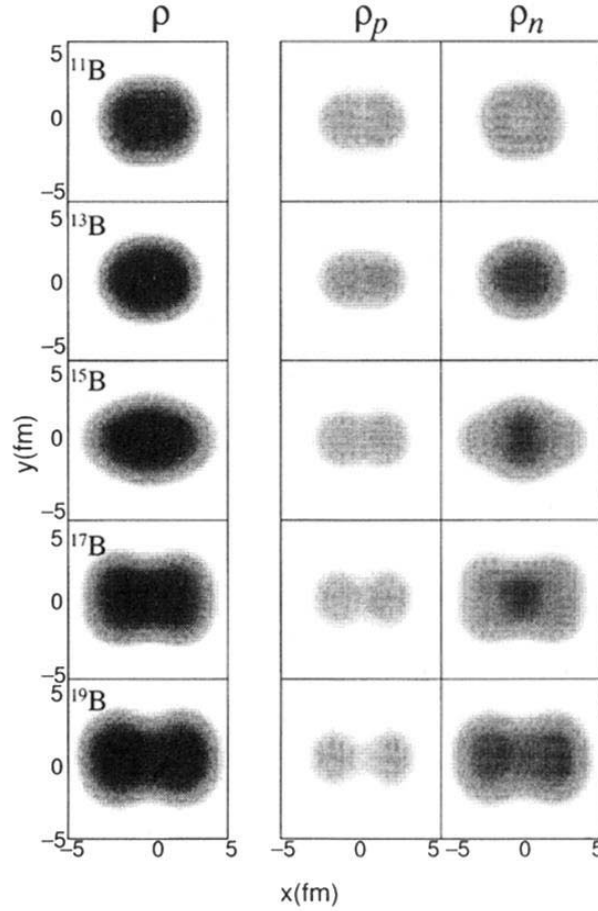


FIG. 7. Density distribution of the parity-projected AMD states of B isotopes. The intrinsic densities  $\rho$  of nuclear matter of the AMD states after parity projection are shown by projecting to the  $x$ - $y$  plane with integration along the  $z$  axis perpendicular to the plane. The densities of protons  $\rho_p$  and neutrons  $\rho_n$  are also shown separately;  $\rho = \rho_p + \rho_n$ .

図 1.9: AMD (antisymmetrized molecular dynamics) モデルによるクラスター構造 ([12] より引用)。左から、中性子過剰な奇核の B 同位体の密度分布、陽子の密度分布、中性子の密度分布を表している。中性子過剰になるにつれて B 同位体のクラスター構造が現れてくる様子が分かる。

中性子過剰 B 同位体は以上のような特異構造が示唆されているが、実験データが少ないのが現状である。 $N \leq 9$  の B 同位体については励起準位の測定が行われているのに対し、 $N \geq 10$  の B 同位体については殆ど励起準位は分かっていない。 $^{15}\text{B}$  の励起準位については、多重核子移行反応を用いた実験 [13] が一例あるだけである。しかもこの実験で観測された励起準位は図 1.10 のように 3.48 MeV 以上のもので、理論で予想されているような束縛励起準位は観測されていない。また  $^{17}\text{B}$  についてはその励起準位が全く知られていないのが現状である。

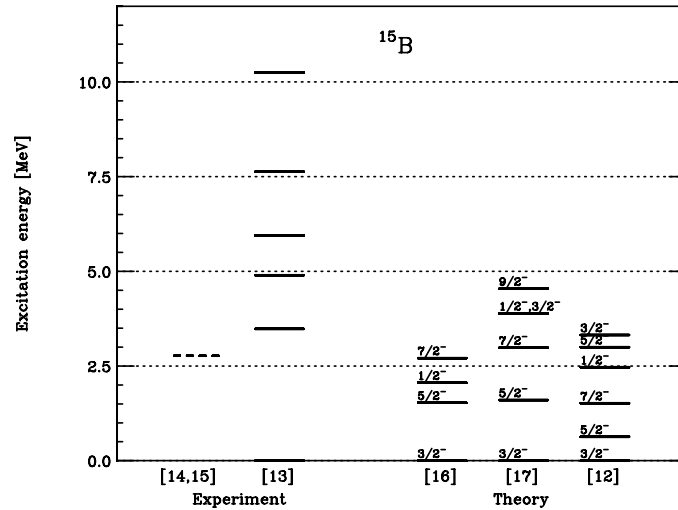


図 1.10:  $^{15}\text{B}$  のエネルギー準位。[13, 14, 15] は実験値、[16, 17] は殻模型による理論値、[12] は AMD モデルでの理論値。点線は中性子分離エネルギーを表している。 $^{15}\text{B}$  の束縛下での励起準位は実験からは得られていない。

$^{15,17}\text{B}$  の基底状態のスピンのパリティは、磁気モーメントの測定からいずれも  $J^\pi = 3/2^-$  であることが分かっている [18, 19]。こうした基底状態の性質は、磁気モーメントや四重極モーメントを測定することにより調べることができる。図 1.11 に  $^{13,15,17}\text{B}$  の磁気モーメント、四重極モーメントの測定値 [20, 21] を示す。この図から分かるように、磁気モーメントの値は中性子数が増えるにつれて急激に減少している。 $^{13,15,17}\text{B}$  の磁気モーメントは、中性子側が偶数なので中性子側はスピン 0 を形成し、奇数個の陽子側のペアを組んでいない  $1p_{3/2}$  軌道の陽子が担っていると考えられる。この場合、磁気モーメントは質量数に依らず  $\mu_{p_{3/2}} = +3.80\mu_N$  に近づくはずであるが、実験結果はそうっていない。また四重極モーメントの値は、 $^{13,15,17}\text{B}$  において殆ど変化していない。 $N = 8$  である  $^{13}\text{B}$  の場合には、中性子側は p 軌道までを埋めて閉殻となるので、四重極モーメントの値は小さくなる。そして  $N = 10, 12$  と中性子数が増えると、四重極モーメントの値は  $N = 8$  の  $^{13}\text{B}$  よりも大きくなると期待される。しかし図 1.11 の様に  $N = 8 - 12$  で大きな変化は見られなかった。こうした中性子過剰な B 同位体における磁気モーメントや四重極モーメントの系統的な考察は、原子核構造が中性子過剰領域で変化することを示唆している。

参考文献 [19] では shell model 計算によって得られた磁気モーメントから、基底状態の配位を考察している。 $^{15,17}\text{B}$  の磁気モーメントが小さくなるのは、基底状態の波動関数において sd 軌道の中性子が  $J^\pi = 2^+$  を組む配位混合が起こることによると考えている。図 1.11 を見ると、相互作用 PSDWBT [17] を用いた shell model 計算の結果は実験値よりも大きい傾向にある。これは PSDWBT が  $J^\pi = 2^+$  に組む配位を少なく見積もっているからであると考えられる。参考文献 [19] 中では、



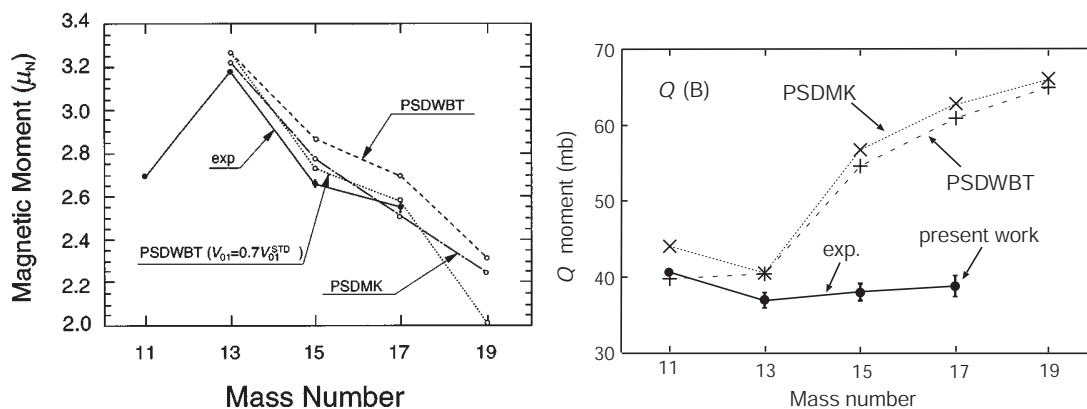


図 1.11: B 同位体の磁気モーメントと四重極モーメント。(文献 [19, 21] より引用)

実験値を再現するために PSDWBT の sd 軌道における二体相互作用行列要素<sup>2</sup>の値  $V_{J=0,T=1}$  を 0.6 倍<sup>3</sup>して計算を行っている (図 1.12)。 $V_{01}$  を 0.6 倍することにより、 $J^\pi = 0^+$  と  $J^\pi = 2^+$  という配位が混じりやすくなる。 $V_{01}$  を 0.6 倍して  $^{13,15,17}\text{B}$  の磁気モーメントを計算すると、図 1.11 のように実験値を良く再現するようになった。この考察は  $N = 10$  の原子核  $^{19}\text{F}$ 、 $^{18}\text{O}$ 、 $^{17}\text{N}$ 、 $^{16}\text{C}$ 、 $^{15}\text{B}$  に対しても行われ、 $^{17}\text{N}$ 、 $^{16}\text{C}$ 、 $^{15}\text{B}$  において、計算結果が磁気モーメントやエネルギー準位の実験値に近づくという結果が得られた<sup>4</sup>。

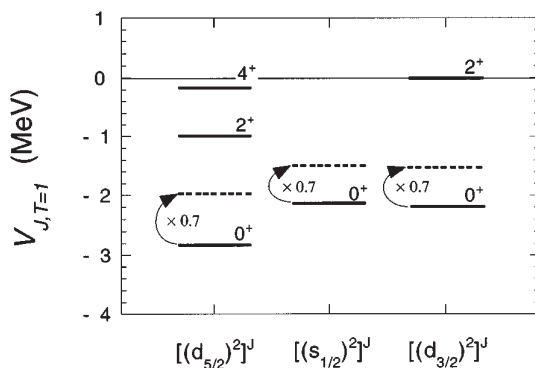


図 1.12: PSDWBT における  $V_{J=0,T=1}$  の値 (文献 [19] より引用)

本論文では、未だに知られていない  $^{15,17}\text{B}$  の束縛励起準位の報告を行うとともに、理論計算との比較を行う。さらに  $^{15,17}\text{B}$  のエネルギー準位について参考文献 [19] と同様の考察を行う。実験は理化学研究所の加速器研究施設 RARF (RIKEN Accelerator Research Facility) の入射核破砕片分離装置 RIPS (RIKEN Projectile fragment Separator)[22] を用いて行った。RIPS によって不安定核ビーム  $^{15,17}\text{B}$  を生成・分離し、炭素・鉛標的との非弾性散乱によって生成される励起状態からの脱励起  $\gamma$  線と放出粒子を同時測定することにより、 $^{15,17}\text{B}$  の励起準位を同定した。本論文

<sup>2</sup>8.5 を参照

<sup>3</sup>文献中では 0.7 倍としてあるが、文献と同様の計算を行い、文献中の  $^{17}\text{N}$ 、 $^{16}\text{C}$  のエネルギー準位図の再現を試みたところ、0.6 倍で再現できたので以下では参考文献の 0.7 倍を 0.6 倍と読みかえている。

<sup>4</sup>6.4 を参照

では、第二章で実験手法について、第三章で実験に用いた検出器について、第四章で解析について、第五章で結果、第六章で議論を行う。

## 第2章 中性子過剰核の $\gamma$ 分光

### 2.1 不安定核ビーム

中性子過剰核の励起準位を測定するには、まず目的とする原子核を生成する必要がある。本実験は、理化学研究所の加速器研究施設 RARF にある入射核破砕片分離装置 RIPS(図 2.1) を用いて、不安定核ビームの生成を行った。

本施設ではリングサイクロトロンを主加速器としており、 $A/Z = 2$  の重イオンが最大エネルギー 135 MeV/nucleon、最大強度 0.1 - 1p $\mu$ A のビームを生成することができる。

リングサイクロトロンによって約 100 MeV/nucleon に加速された粒子 (一次ビーム) を一次標的に入射させ、入射核破砕反応により不安定核を生成する。この生成された不安定核は様々な核種を含んでいるが、RIPS を用いることにより粒子の磁気硬度 (magnetic rigidity) の違いとエネルギー減衰板でのエネルギー損失の違いを利用し、目的とする核種について空間的広がりや、エネルギーの広がりを収束させることができる (付録 57 ページ参照)。

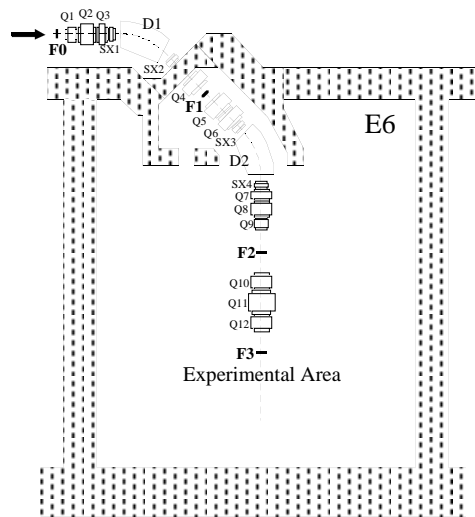


図 2.1: RIPS(RIKEN Projectile fragment Separator)

### 2.2 中性子過剰核の $\gamma$ 線分光法

励起状態にある原子核は $\gamma$ 崩壊により $\gamma$ 線を放出して基底状態に遷移する。この $\gamma$ 線を観測することにより、遷移の情報ならびに原子核構造についての情報が得られる。例えば、 $\gamma$ 線のエネルギーを測定することにより二準位間のエネルギー差を知ることができる。また角度分布や角相関を

調べることにより、 $\gamma$  遷移の多重極度や準位のスピンの情報が得られる。さらに  $\gamma$  崩壊の寿命測定により、換算遷移確率を知ることができる。

本実験では不安定核ビームを用いたインビーム  $\gamma$  分光法を利用し、測定を行った。以下では、代表的手法である  $\beta$ - $\gamma$  分光法との比較を行う。

### 2.2.1 $\beta$ - $\gamma$ 分光法

$\beta$  安定線から離れた中性子過剰核は、 $\beta$  崩壊により中性子が陽子に変化して  $A(Z+1)_{N-1}$  の原子核が生成される。 $\beta$  崩壊の終状態が励起状態であれば、脱励起して  $\gamma$  線を放出する。この  $\beta$  崩壊を利用して目的とする核の励起状態を生成し、 $\gamma$  線を測定する方法が  $\beta$ - $\gamma$  分光法である。 $\beta$  崩壊ではスピンパリティに選択則があるので、終状態のスピンパリティを決定しやすいという利点があるが、この性質は特定の  $\gamma$  遷移しか測定できないという欠点でもある。またインビーム  $\gamma$  分光法とは違って静止している粒子の  $\gamma$  線を測定するので、ドップラー補正によりエネルギー分解能が悪くなる<sup>1</sup>ということが無く、検出器本来の分解能で  $\gamma$  線のエネルギーを測定することができる。

中性子ドリップライン近傍では、非常に小さい中性子分離エネルギーの為に娘核の終状態がさらに中性子崩壊する場合も起こりうる。例えば  $^{11}\text{Li}$  が  $\beta$  崩壊すると  $^{11}\text{Be}$  の励起状態が生成されるが、同時に  $^{11}\text{Be}$  が中性子を放出して  $^{10}\text{Be}$  の励起準位も生成される場合も起こる (図 2.2)。 $\beta$ - $\gamma$  分光法では、観測された  $\gamma$  線がどの核から放出されたのかを識別することは困難である。またこの方法で  $^{15}\text{B}$  の励起準位を得るには、 $\beta$  崩壊の親核として  $^{15}\text{Be}$  が必要になるが、 $^{15}\text{Be}$  は中性子ドリップラインの外側に位置する非束縛核であるのでこの測定法を利用することができない。 $\beta$ - $\gamma$  分光法は目的とする原子核よりもさらに中性子過剰な原子核を必要とするために、中性子ドリップラインに位置する原子核の場合は適用することができない。

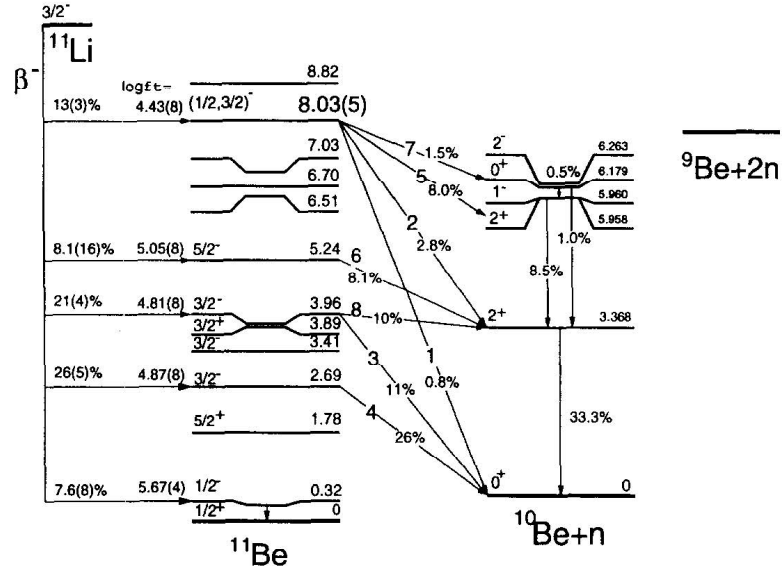


図 2.2:  $^{11}\text{Li}$  の  $\beta$  崩壊のチャンネル ([23] より引用)

<sup>1</sup>5.1.2 参照

## 2.2.2 インビーム $\gamma$ 分光法

インビーム  $\gamma$  分光法とは、入射核と標的核の反応により励起状態を生成し、そこからの脱励起  $\gamma$  線を測定する方法である。以前は主として低エネルギー安定核ビームの核融合反応に有効に使われ、イラストバンドや超変形バンドの研究に貢献してきた。近年では、重イオンビームを用いた逆運動学条件下における測定法が確立され、広い範囲の不安定核について適用できるようになった。この場合、標的から放出される粒子を同時測定することにより  $\gamma$  線がどの核から放出されたのかがわかる。また、 $\beta$ - $\gamma$  分光法では  $\beta$  崩壊の選択則により測定できる核種に限りがあったが、インビーム  $\gamma$  分光法は広い範囲の核種について適用できるという利点がある。しかし中間エネルギーの重イオンビームを用いた逆運動学条件下では、低エネルギーの時には問題にならなかったドップラー効果によるエネルギー偏移が生じるので、これを補正する必要がある。この補正により分解能が悪くなるという短所がある<sup>2</sup>。

### 標的 (プローブ) の選択

インビーム  $\gamma$  分光法では、標的核を変えることにより核反応を選択することができる。図 2.3 は、 $^{15}\text{B}$  を 70 MeV/nucleon で標的に入射させたときの非弾性散乱断面積を、チャンネル結合計算コード ECIS97 を用いて計算し、これを標的核の原子番号の関数としてプロットしたものである<sup>3</sup>。例えば鉛や金等の原子番号の大きな標的を用いた非弾性散乱の場合には、クーロン相互作用による寄与が大きくなり、特に  $E1(L=1)$  遷移の場合には核力相互作用よりもクーロン相互作用が支配的となる。一方で原子番号の小さい原子核を標的に用いた場合には、クーロン相互作用による寄与

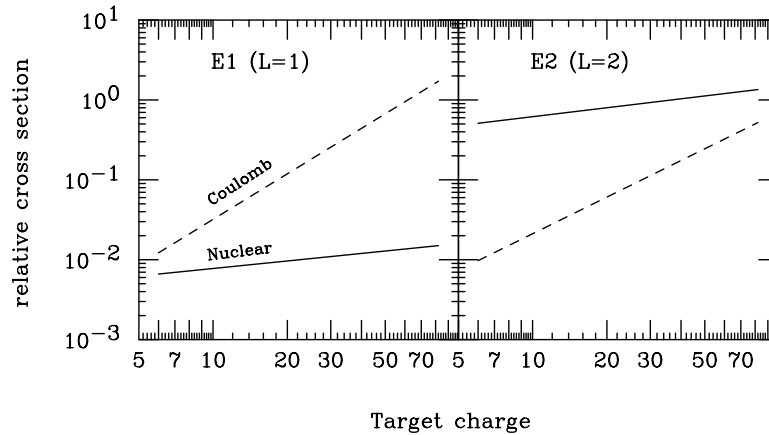


図 2.3: 70 MeV/nucleon の  $^{15}\text{B}$  の非弾性散乱断面積の標的核の原子番号依存性。実線は核力相互作用の寄与、破線はクーロン相互作用の寄与を表している。

が小さくなり、特に  $E2(L=2)$  遷移の場合には核力相互作用が支配的となる。よって原子番号の大きな標的と小さな標的を組み合わせることにより、断面積の違いから遷移の種類を識別することができる。 $^{12}\text{Be}$  の  $1^-$  励起状態 ( $E(1^-) = 2.68$  MeV) のスピンパリティは炭素と鉛標的における断面積の違いを利用して決定された [7]。

<sup>2</sup>5.1.2 参照

<sup>3</sup>炭素・鉛標的の場合を計算し、2点を結んだ。光学ポテンシャルには参考文献 [24, 25] で得られたものを用いた。

以上のように標的(反応)を選択することにより、励起準位や遷移に関する情報が得られる。図 2.4 には偶偶核におけるインビーム  $\gamma$  分光法の応用を示す。E2 遷移は、どの反応を用いても観測することができるが、 $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$  を導出する際には、大きな断面積の得られるクーロン励起が最も威力を発揮している [2, 26, 27, 28, 29]。また陽子非弾性散乱でも理論の仮定を組み合わせることにより可能である [5]。液体水素標的を用いた陽子非弾性散乱の場合には、標的の厚さに対する標的核の数が多いので統計量を稼ぐことができ、強度の弱い不安定核ビームにも適用することができる [4]。陽子非弾性散乱は中性子の励起に敏感であり、一方クーロン励起の場合は陽子の励起に敏感であるので、これらの反応を組み合わせることにより、遷移における中性子・陽子の寄与を分離することができる [5, 30]。以上に挙げたクーロン励起と陽子非弾性散乱は、 $2^+$  準位の研究には適しているが  $4^+$  の励起準位は生成できない傾向がある。一方、破碎反応を用いた場合は、高スピン励起を含むより多くの遷移を観測できることが期待される [31]。しかし破碎反応を用いた場合は、スピン・パリティの決定に不確定性が残る。

E1 遷移の場合には、核力相互作用による寄与が小さく、クーロン相互作用の断面積が大きくなる。よって E1 遷移の研究にはクーロン励起が用いられている [7, 32, 33, 34]。

	E(2 <sup>+</sup> )	E(4 <sup>+</sup> )	B(E2) (2 <sup>+</sup> →0 <sup>+</sup> )	E(1 <sup>-</sup> )	B(E1) (1 <sup>-</sup> →0 <sup>+</sup> )	Remarks
Int-E Coulx	○		⊙	⊙	⊙	B(Eλ) (EM)
(p, p')	○		○			β <sub>2</sub> (DWBA)
FR	○	○				yrast levels!?
2nd-step FR	○	○				far from stability

図 2.4: 不安定核インビーム  $\gamma$  分光法の応用 ([35] から引用)。上からクーロン励起 (Int-E Coulex)、陽子非弾性散乱 (p,p'), 破碎反応 (FR)、2 段階の破碎反応 (2nd-step FR)。

## 角度分布

標的における断面積の違いから遷移の多重極度に関する情報が得られることは前述したが、非弾性散乱における角度分布も多重極度についての有用な情報となる。図 2.5 は ECIS97 で計算した 70 MeV/nucleon の  $^{15}\text{B}$  を炭素標的に入射させたときの角度分布である。

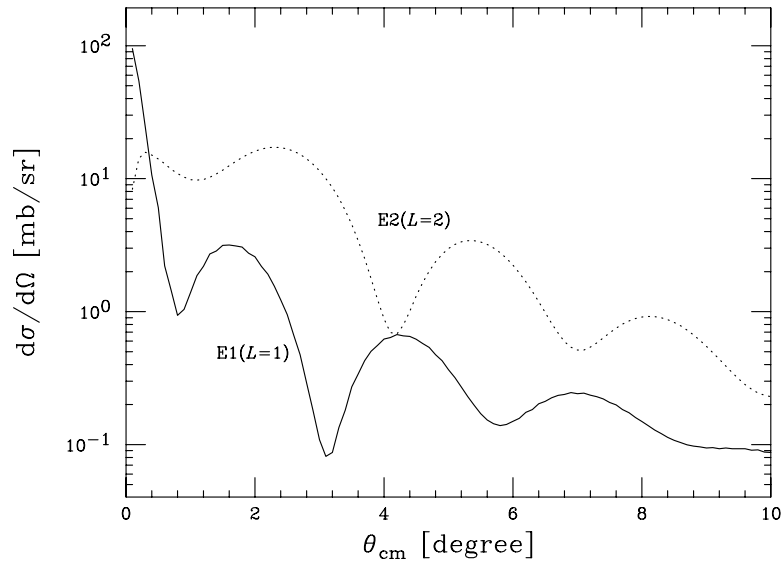


図 2.5: ECIS で計算した 70 MeV/nucleon の  $^{15}\text{B}$  を炭素標的に入射させたときの角度分布。実線は  $E1(L=1)$ 、点線は  $E2(L=2)$  の場合。

本実験では  $^{15,17}\text{B}$  についてインビーム  $\gamma$  分光法を適用した。RIPS によって分離された不安定核ビーム  $^{15,17}\text{B}$  を炭素および鉛標的に入射させ、非弾性散乱を利用し  $^{15,17}\text{B}$  の励起状態を得た。

## 第3章 実験

この章では実験に使用したビーム・標的、使用した検出器を二次ビーム測定系、 $\gamma$ 線検出器群、荷電粒子測定系、中性子測定系に分け、各検出器について説明する。

### 3.1 ビームと標的

サイクロトロンにより 110 MeV/nucleon に加速した一次ビーム  $^{22}\text{Ne}$  を一次標的である Be に入射させ、入射核破碎反応により不安定核  $^{15,17}\text{B}$  を得た。表 3.1 には不安定核ビームについての情報をまとめた。

一次ビーム	$^{22}\text{Ne}$	
エネルギー	110 MeV/nucleon	
一次標的	Be	
厚さ	6 mm	

二次ビーム	$^{15}\text{B}$	$^{17}\text{B}$
エネルギー	70 MeV/nucleon	70 MeV/nucleon
強度	12 kcps	0.84 kcps
純度	90%	90%

二次標的	炭素	鉛
厚さ	377 mg/cm <sup>2</sup>	346 mg/cm <sup>2</sup>

表 3.1: ビームと標的



## 3.2 実験セットアップ

図 3.1 には実験セットアップを示す。RIPS で得られた二次ビーム ( $^{15,17}\text{B}$ ) は、二次標的 (炭素・鉛) の上流に設置した二次ビーム測定系により測定される。二次ビームを二次標的に入射させると、核反応により新たに粒子が生成される。そこで生成された粒子が脱励起することによって放出される  $\gamma$  線を、二次標的の周囲に配置した NaI(Tl) シンチレーターにより検出した。二次標的で生成された荷電粒子は、二次ビームとほぼ同じ速度で進みながら双極子電磁石によってその軌道を曲げられ、荷電粒子測定系で検出される。一方二次標的で生成された中性子は、磁場の影響を受けずにほぼ前方に放出され中性子測定系で測定される。実験では、入射核、放出核、 $\gamma$  線、中性子を同時測定している。

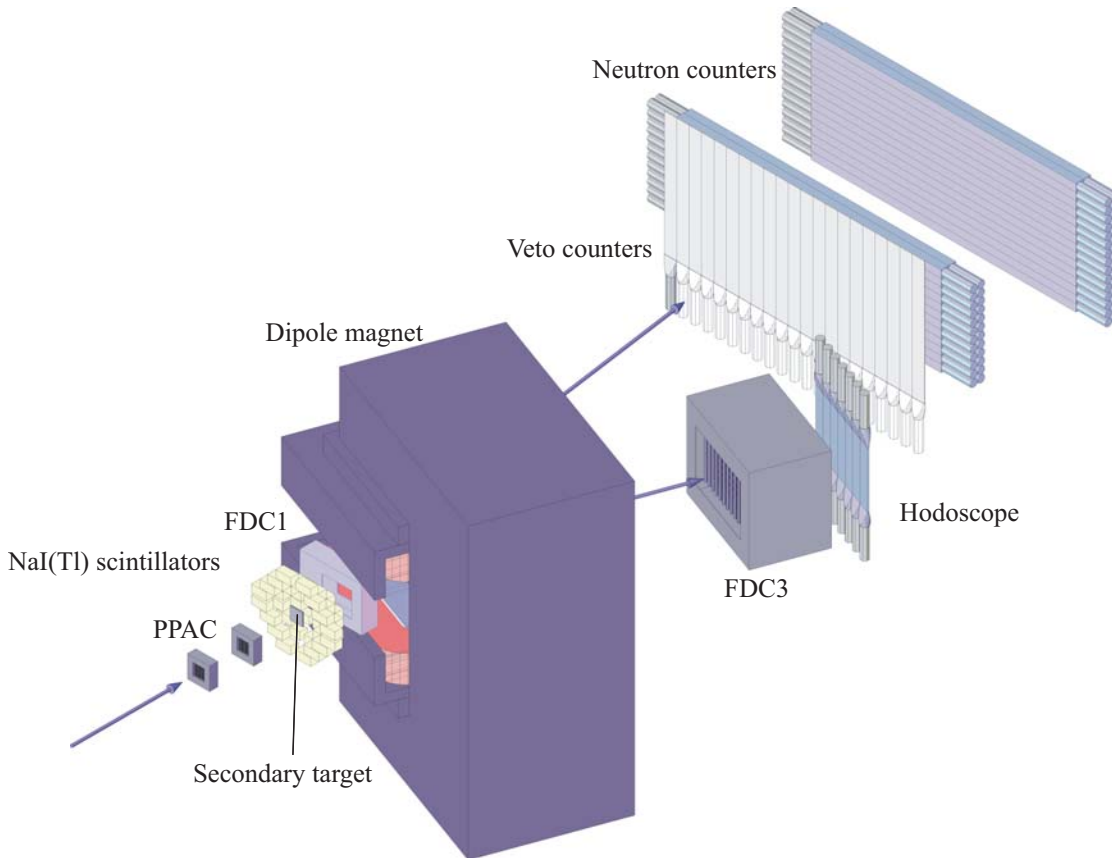


図 3.1: 実験セットアップ

### 3.3 二次ビーム測定系

#### 3.3.1 プラスチックシンチレーター (SF2)

プラスチックシンチレーター (SF2) を RIPS の F2 チェンバー内 (二次標的の上流 5529 mm) に設置し、二次ビームを測定した。このシンチレーターは、厚さ 1 mm、面積  $80 \times 80 \text{ mm}^2$  で、波高と時間信号を読みだす。

#### 3.3.2 サイクロトロンの加速タイミング (RF)

プラスチックシンチレーター (SF2) に加え、サイクロトロンの加速タイミング (RF) も測定した。これらの時間差から、一次標的 - SF2 間の TOF (Time of Flight) を知ることができる<sup>1</sup>。

#### 3.3.3 PPAC (parallel plate avalanche counter)

PPAC[36] は、時間信号の差から荷電粒子の通った位置を測定するガスカウンターである。PPAC は三枚の電極から構成されており、陽極と二つの陰極の間は 4 mm の間隔が空いている (図 4.2)。一枚の陰極は、幅 2.40 mm のストリップ 40 本で構成され、ストリップ同士は 0.15 mm の間隔を開けて delay-line でつながっている。この陰極の上下・左右の時間信号の差から  $100 \times 100 \text{ mm}^2$  の

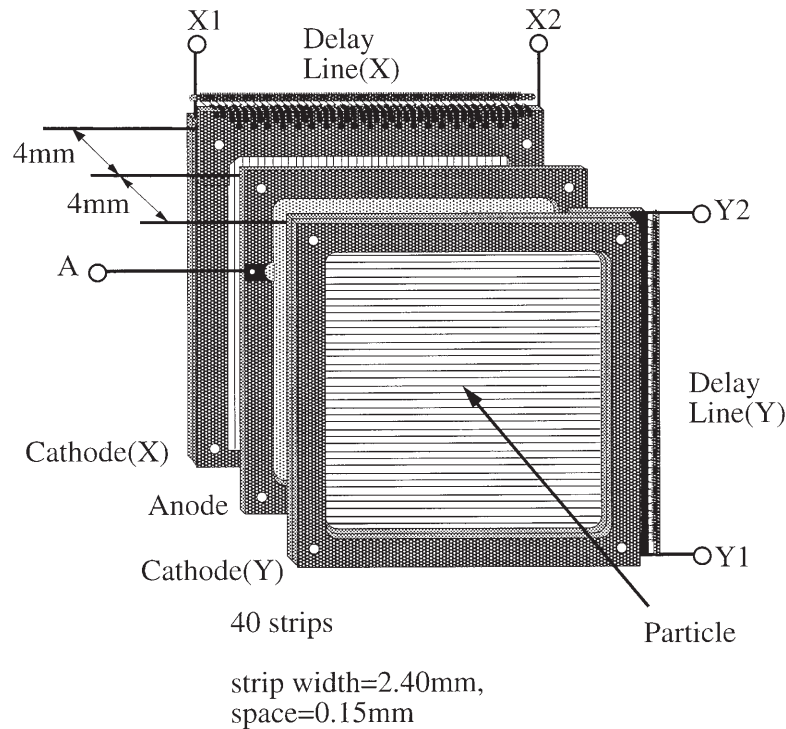


図 3.2: PPAC([36] から引用)

<sup>1</sup>この時間差はサイクロトロンから SF2 までの TOF であるが、サイクロトロンから一次標的までは粒子は一定の速度で飛ぶために一次標的から SF2 までの TOF と考えることができる。

範囲について、荷電粒子の通った位置を測定することができる。二つの PPAC(PPAC-a,b) を二次標的の上流に 300 mm の間隔を開け配置し、両方の位置の外挿から二次標的に入射する位置を求めた。

### 3.4 $\gamma$ 線検出器群

クリスタルの大きさが  $61 \times 61 \times 122 \text{ mm}^3$  の NaI(Tl) シンチレーター 36 本を 3 層に分け、二次標的の周囲に配置した。各シンチレーターに取り付けられた光電子増倍管から波高と時間情報を得る。図 3.3 には NaI(Tl) シンチレーターの配置を示す。

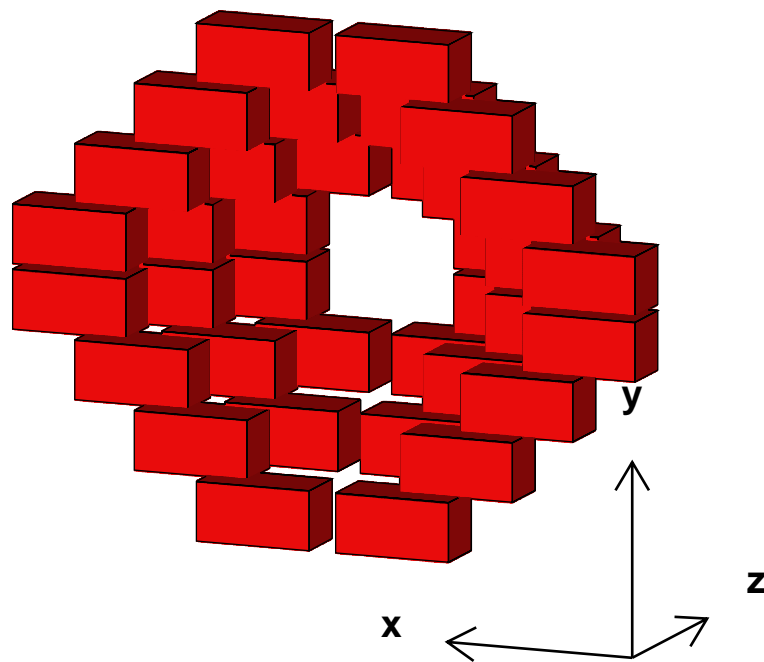


図 3.3: NaI(Tl) シンチレーターの配置

## 3.5 荷電粒子測定系

二次標的から放出された荷電粒子は、双極子電磁石によってその軌道を曲げられて、2つのドリフトチェンバー FDC1、FDC3 とプラスチックシンチレーター Hodoscope で検出される。FDC3 はその下流にある Hodoscope と共に、ビーム軸に対して  $20^\circ$  傾けてある。本解析では FDC1 は使用していない。

### 3.5.1 ドリフトチェンバー (FDC1,FDC3)

双極子電磁石の上流側には FDC1、下流側には FDC3 の二つのドリフトチェンバーを配置した。FDC1 は水平方向を測定する為のワイヤーを鉛直に 12 本張った面が 4 面あり、FDC3 は水平方向を測定する為に鉛直に 16 本張った面が 5 面、鉛直方向を測定する為に水平に 16 本張った面が 4 面ある。各々のワイヤーからの時間信号から荷電粒子がドリフトチェンバー内を通った飛跡を最小二乗法により求めることができる。

### 3.5.2 プラスチックシンチレーター (Hodoscope)

FDC3 の下流には、7つのプラスチックシンチレーター (Hodoscope) を配置した。厚さ 10 mm、面積  $100 \times 800 \text{ mm}^2$  のシンチレーターに光電子増倍管を上下につけ、波高と時間信号を読みだす。

## 3.6 中性子測定系

二次標的から放出された中性子は二次ビームとほぼ同じ方向に飛び、プラスチックシンチレーター (Neutron counter, Veto counter) で検出される。本解析ではこれらの検出器は使用していない。

### 3.6.1 プラスチックシンチレ - タ - (Neutron counter)

中性子測定には Neutron counter を用いた。全部で 4 面あり、大きさ  $60 \times 60 \times 2140 \text{ mm}^3$  のものを 1・2 面目は一面当たり 12 本、3・4 面目は一面当たり 15 本で構成されていて 2 面目と 3 面目は、1028 mm 離して配置した。各シンチレーターの両端に光電子増倍管を取り付け、波高と時間信号を読みだす。

### 3.6.2 プラスチックシンチレ - タ - (Veto counter)

また、Neutron counter の上流には Veto counter を配置した。Veto counter は 1 本の厚さ 5 - 10 mm、面積  $100 \times 800 \text{ mm}^2$  で、Neutron counter の上流に 21 本配置した。電荷を持たない中性子はこの薄い Veto counter で殆ど反応せずに通り抜けるが、荷電粒子は Veto counter で反応・検出されそこで止まる。もし通り抜けて Neutron counter で検出されても、Veto counter で検出されたイベントを除くことによって、Neutron counter で荷電粒子を検出したイベントを排除することができる。

### 3.7 トリガーについて

図には実験に使用したトリガー回路を示す。ここで使用している記号の意味は以下の通りである。

- SF2L,R : SF2 で二次ビームが検出された
- SF2Z : SF2 で特定の波高が検出された
- LN1 - 4 : Neutron counter の 1 - 4 面で検出された
- NaI1 - 3 : NaI(Tl) シンチレーターの 1 - 3 層で検出された
- Computer Veto : コンピュータがデータを取り込み中である

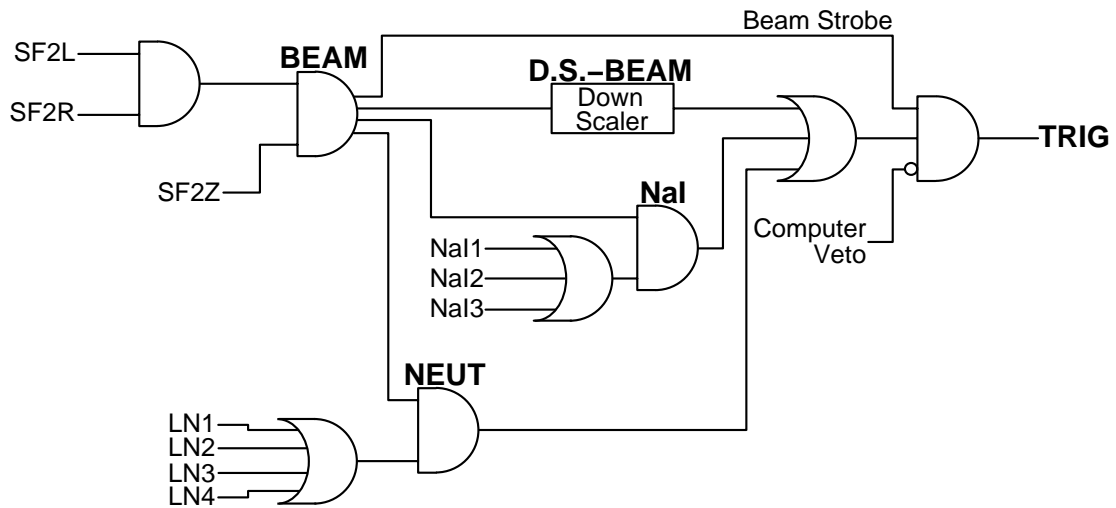


図 3.4: トリガー回路

## 第4章 解析

本解析では二次ビームの識別、二次標的から放出される荷電粒子の原子番号  $Z$ 、質量数  $A$  の識別をイベント毎に行い、B 同位体が放出されたイベントに対して  $\gamma$  線のエネルギースペクトルを導出した。また、 $^{15,17}\text{B}$  の炭素標的における非弾性散乱反応チャンネルでの角度分布を求めた。本章では、その解析手順を二次ビーム測定系、荷電粒子測定系、 $\gamma$  線測定系、角度分布の導出に分けて述べる。

## 4.1 二次ビーム測定系

### 4.1.1 二次ビームの粒子識別

二次ビームはRIPSによって生成・分離され、特定の核種を選択することができる。しかし目的としていない他の核種も混じる為、二次ビームをイベントごとに識別する必要がある。このために、プラスチックシンチレーター SF2 の波高、またサイクロトロン RF 信号と SF2 間の時間差から飛行時間 (TOF) を求め、これらの情報から粒子識別を行った。SF2 中での波高はエネルギー損失  $\Delta E$  に対応している<sup>1</sup>、粒子の速度を  $v$  とすると

$$\Delta E \propto \frac{Z^2}{v^2} \quad (4.1)$$

の関係がある<sup>2</sup>。また RIPS によって磁気硬度  $B\rho$  を選択しているが、この  $B\rho$  は式 (4.2) の関係がある。

$$B\rho \propto v \frac{A}{Z} \quad (4.2)$$

但し  $A$  は粒子の質量数である。これらの関係から、SF2 の波高と RF - SF2 間の TOF の相関を調べるにより、核種を区別することができる。図 4.1 は、 $^{17}\text{B}$  ビームの場合の相関であり、これより二次ビーム中に含まれる  $^{17}\text{B}$  の割合は 90% であることが分かった。

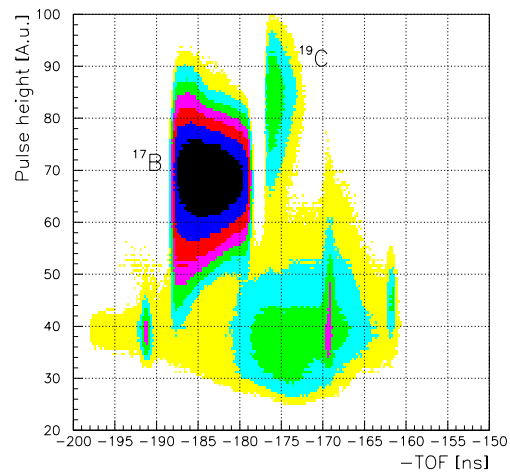


図 4.1: 二次ビームの識別

<sup>1</sup>エネルギー損失と波高とは完全には比例していない。  
<sup>2</sup>8.2 を参照

## 4.1.2 PPACの解析

標的上流に配置した2つのPPAC-a,bから得られる位置情報の外挿により、2次ビームの標的に入射する位置、角度を求めることができる。この情報から二次ビームが標的に入射したイベントを選び出した。図4.2には、 $^{15}\text{B}$ を炭素標的に入射させたときの標的上での位置と角度を示す。

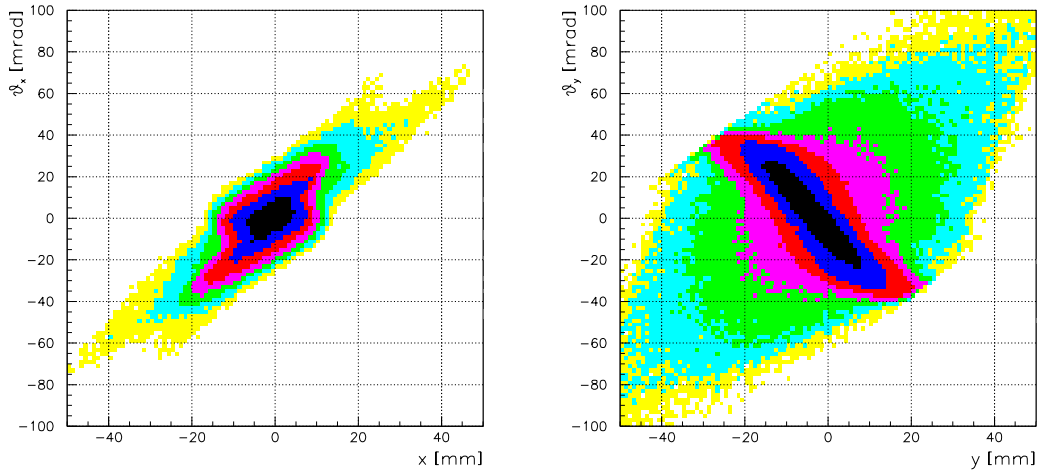


図 4.2: 二次標的における二次ビーム  $^{15}\text{B}$  の位置と角度

またPPACでは、左右・上下の時間信号の差から位置を割り出しているが、時間信号の和は一定となるはずである。PPACの時間信号の和は図4.3に示すように、時間信号の和が一定でないバックグラウンドと思われるイベントがあったので解析ではこれを排除した。

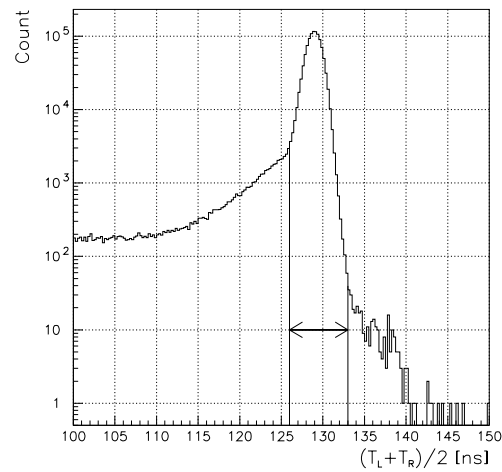


図 4.3: PPAC-a の x 方向の時間信号の和。



## 4.2 荷電粒子測定系

二次標的から放出される荷電粒子の核種を

- 原子番号  $Z$  の識別
- 質量数  $A$  の識別

によってイベント毎に識別する。 $Z$  はプラスチックシンチレーター Hodoscope で測定した波高と TOF( $\propto 1/v$ ) を用い、式 (4.1)

$$\Delta E \propto \frac{Z^2}{v^2}$$

の関係から識別することができる。

また  $A$  の識別には、ドリフトチェンバー FDC3 で得られる情報を用いる。FDC3 で得られる位置  $x_3$  と角度  $\theta_3$  と、二次標的上での位置  $x_t$ 、さらに磁気硬度  $B\rho$  の間には、

$$\frac{\Delta B\rho}{B\rho_0} = -\frac{1}{c}(x_3 - x_t) - \frac{b}{c}\theta_3$$

の関係があるので<sup>3</sup>、 $x_3 - x_t, \theta_3$  を測定することにより、 $B\rho$  を求めることができ、 $B\rho \propto vA/Z$  において、Hodoscope で得られる  $v$  と  $Z$  から  $A$  を識別することができる。以下では Hodoscope、FDC3 の解析による粒子識別について述べる。

---

<sup>3</sup>8.1 を参照

### 4.2.1 プラスチックシンチレ - タ - Hodoscope の解析

$Z$  は、Hodoscope で得られる波高と二次標的 - Hodoscope 間の TOF から識別する。式 (4.1)

$$\Delta E \propto \frac{Z^2}{v^2}$$

の関係から  $Z$  を求めることができる。図 4.4 は Hodoscope の波高と二次標的 - Hodoscope 間の TOF の相関をプロットしたもので、 $Z = 1, \dots, 5$  が分離されているようすが分かる。 $Z$  をイベントごとに導いたスペクトルが図 4.5 であり、表 4.1 にはフィッティングにより求めた  $Z$  の分解能を示す。

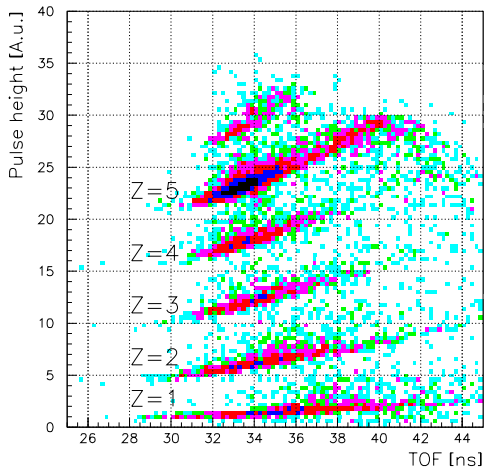


図 4.4: Hodoscope での TOF と波高

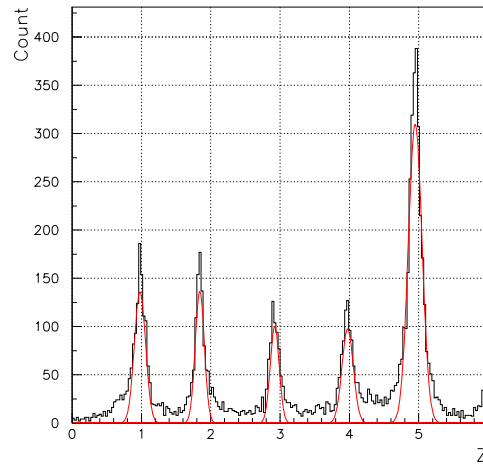


図 4.5: Hodoscope の波高と TOF から粒子の  $Z$  が分かる

表 4.1:  $Z$  の分解能

$Z$	1	2	3	4	5
$\Delta Z$ (FWHM)	0.188	0.153	0.151	0.191	0.232
分解能 $Z/\Delta Z$	5.21	12.0	19.4	20.9	21.4

## 4.2.2 ドリフトチェンバ - FDC3 の解析

### STC(space time calibration)

ドリフトチェンバ FDC3 ではワイヤーごとの時間信号が得られる。この時間信号は、ドリフトチェンバ内で電離された電子がワイヤーに到達する時間 (ドリフト時間) に対応する。このドリフト時間から、ドリフトチェンバ中を通った荷電粒子の位置とワイヤーとの距離 (ドリフト距離) を求め、各面で得られた位置情報をトラッキングすることにより荷電粒子が通った飛跡を知ることができる。そこでドリフト時間をドリフト距離に変換する必要がある。ドリフト時間の分布は図 4.6 のようになる。図 4.6 の縦軸は  $dN/dt$  は

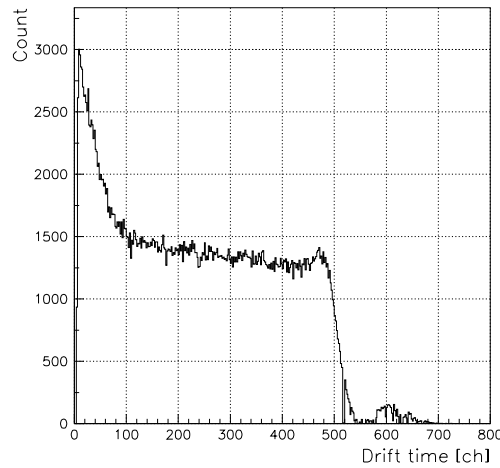


図 4.6: ドリフト時間

$$\frac{dN}{dt} = \frac{dN}{dx} \frac{dx}{dt} \quad (4.3)$$

と書けるが、ビームが一様にドリフトチェンバに当たっている場合には、計数はドリフト距離に依らないので、式 (4.4) のようになる。

$$\frac{dN}{dx} = \text{const.} \rightarrow x(t) = C \int_0^t \frac{dN}{dt'} dt' \quad (4.4)$$

こうして得られたドリフト距離  $x_{\text{dist}}$  を用いてトラッキングを行う。トラッキングによって得られた  $x_{\text{track}}$  とドリフト距離  $x_{\text{dist}}$  の差を見ると図 4.8 の左図のようになる。図 4.8 を見てわかるように、或るドリフト時間では  $x_{\text{track}}$  と  $x_{\text{dist}}$  に差が生じている。これはドリフト時間がドリフト距離に完全に対応していない事を意味する。したがってドリフト距離を補正する必要がある。図 4.8 中の生じた差をドリフト距離に加え、そのドリフト距離を用いて再びトラッキングを行う。この操作を繰り返すことによって、 $x_{\text{track}}$  と  $x_{\text{dist}}$  の差が無くなり、図 4.8 の右図ようになる。

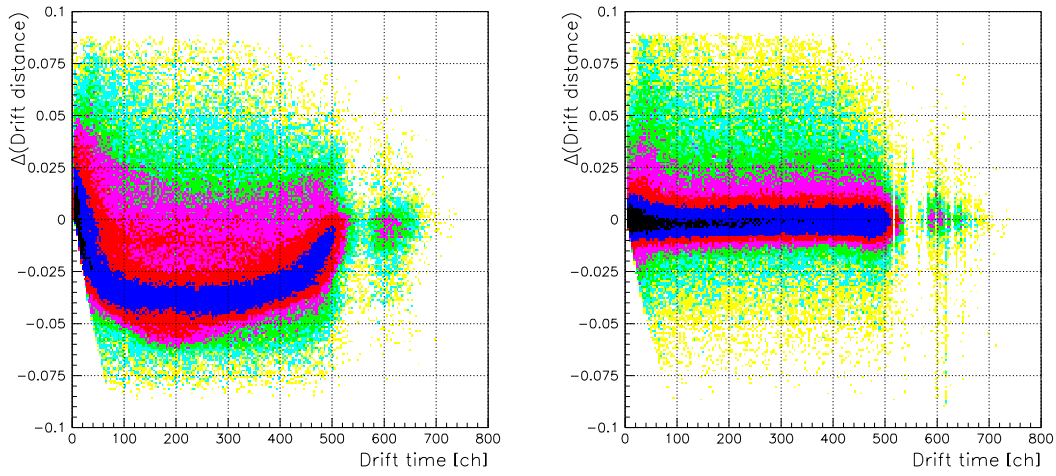


図 4.7: STC 前後のドリフト距離  $x_{\text{distance}}$  とトラッキングで得た  $x_{\text{tracking}}$  の差とドリフト時間の関係

この結果、ドリフト時間とドリフト距離の関係は以下の図のようになった。

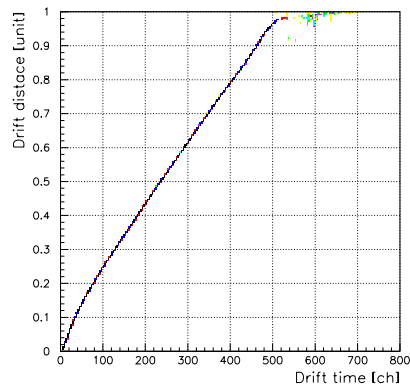


図 4.8: ドリフト時間とドリフト距離の関係

## 質量数 $A$ の識別

STC を行った後、横軸にトラッキングで得られた位置  $x_3$  から二次標的での位置  $x_t$  を引いた値、縦軸にトラッキングで得られた角度  $\theta_3$  を見ると図 4.9 のようになる。図 4.9 を見ると、磁気硬度

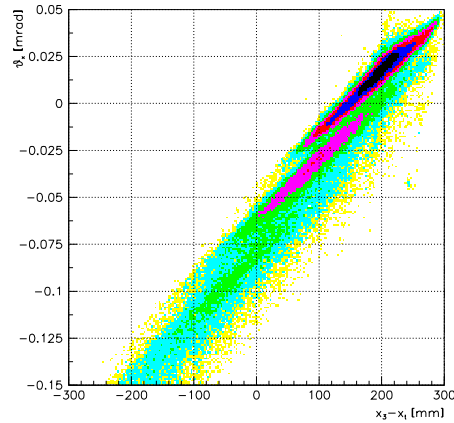


図 4.9:  $(x_3 - x_t, \theta_3)$

$B\rho$  の違いを区別することができる。二次標的から放出された粒子の位置  $x_t$  と FDC3 で測定した位置と角度  $(x_3, \theta_3)$ 、また粒子の磁気硬度  $\Delta B\rho/B\rho_0$  には、式 (4.5) の関係がある<sup>4</sup>。

$$x_t = ax_3 + b\theta_3 + c\frac{\Delta B\rho}{B\rho_0} \quad (4.5)$$

ここで、 $a = 1$  と仮定すると、式 (4.5) は

$$\frac{\Delta B\rho}{B\rho_0} = -\frac{1}{c}(x_3 - x_t) - \frac{b}{c}\theta_3 \quad (4.6)$$

となる。よって、 $(x_3 - x_t, \theta_3)$  の図を回転させることにより、 $\Delta B\rho/B\rho_0$  (以下  $B\rho$ ) の大きさを表す量を座標軸とする図 4.10 に変換できる。

---

<sup>4</sup>8.1 参照

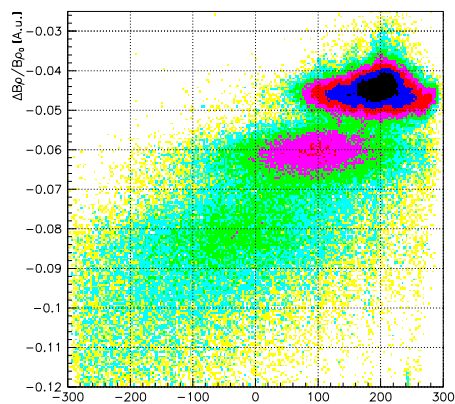


図 4.10: 図 4.9 を回転させた図。縦軸は  $B\rho$  を表している。

この操作により  $B\rho$  を求められる。さらに  $B\rho$  と二次標的 - Hodoscope 間の TOF を見ると図 4.11 のようになる。この図 4.11 から  $B\rho \propto vA/Z$  が  $v$  によって分かれ、さらに Hodoscope で得られる

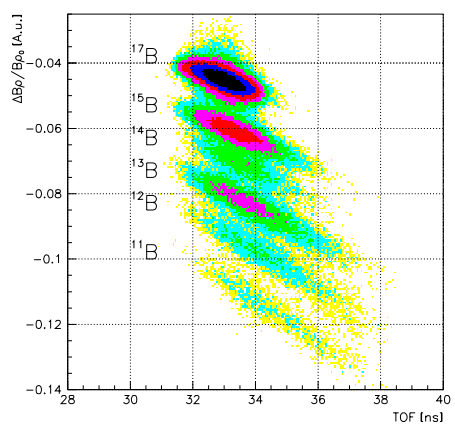


図 4.11:  $B\rho$  と二次標的 - Hodoscope 間の TOF

$Z$  と合わせることで  $A$  を区別することができる (図 4.11)。

$(x_3 - x_t, \theta_3)$  を回転させた操作と同様に  $A$  を表す軸を縦軸とする図 4.12 に変換し、この図 4.12 を縦軸に投影した図 4.14 で  $A$  を区別する。また、 $A$  をより分けるために補正を行った (図 4.13)。

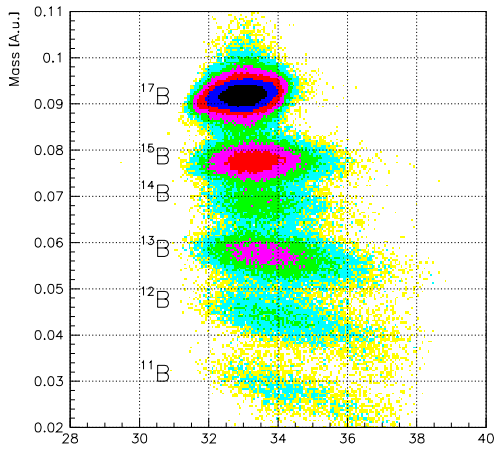


図 4.12: 図 4.11 を回転させた図

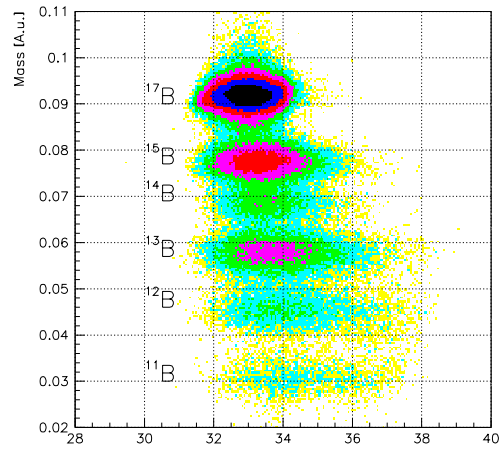


図 4.13: 図 4.12 を補正した図

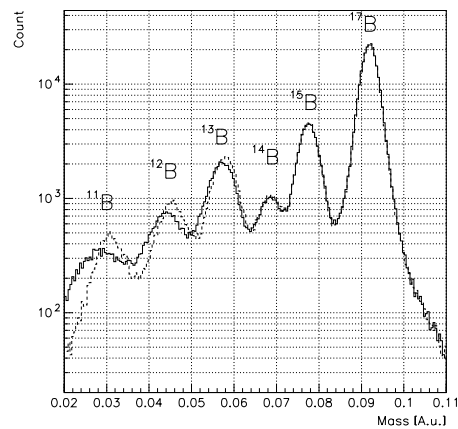


図 4.14: 図 4.12(実線) と図 4.13(破線) の縦軸への投影図。補正により、 $A = 11 - 13$  について改善が見られる。

図 4.15 には最終的に得られた質量の分布と表 4.2 にはフィッティングにより得られた分解能を示す。

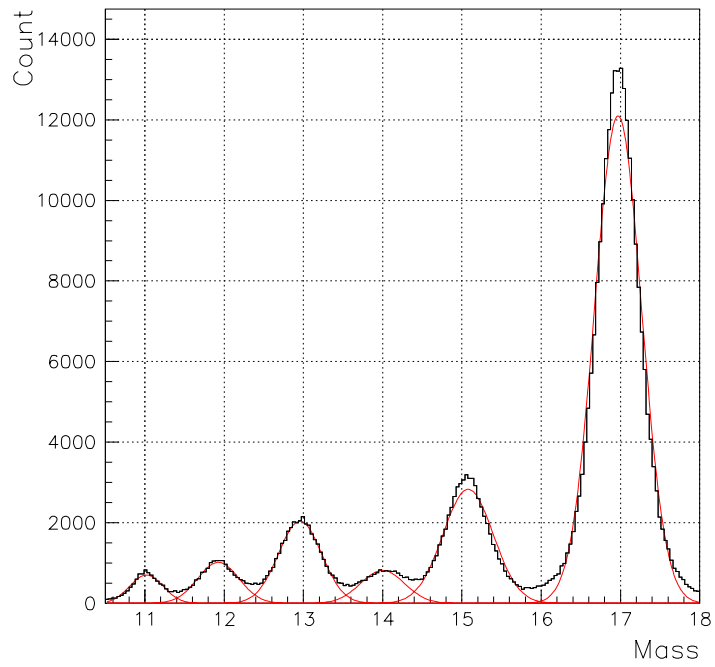


図 4.15: 質量の分布

質量	11	12	13	14	15	17
$\Delta A$ (FWHM)	0.495	0.611	0.638	0.651	0.745	0.697
分解能 $A/\Delta A$	22.2	19.5	20.3	21.5	20.2	24.3

表 4.2: 質量の分解能



## 4.3 $\gamma$ 線検出器群

### 4.3.1 エネルギー較正

3つの $\gamma$ 線源( $^{22}\text{Na}$ 、 $^{60}\text{Co}$ 、 $^{137}\text{Cs}$ )を測定し、測定された5つの光電ピークを用いて各NaI(Tl)シンチレータについてエネルギー較正を行った。表4.3にはエネルギー較正に用いた $\gamma$ 線源と $\gamma$ 線のエネルギーを示す<sup>5</sup>。

$^{22}\text{Na}$	$^{60}\text{Co}$	$^{137}\text{Cs}$
0.511 MeV	1.132 MeV	0.661 MeV
1.278 MeV	1.332 MeV	

表 4.3:  $\gamma$ 線源と光電ピークのエネルギー

以上の5点でエネルギー較正を行った。図4.16には、36本のNaI(Tl)シンチレーターのうち、1本のエネルギーとチャンネルの関係と、最小二乗法により得られたエネルギー較正線を示す。

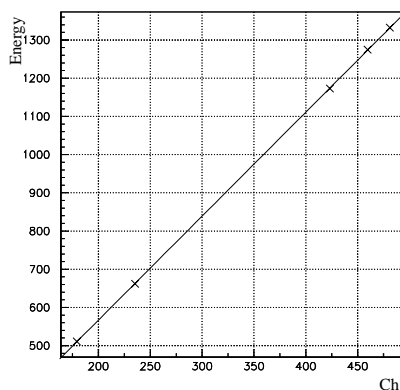


図 4.16: エネルギーと Ch の関係

<sup>5</sup>8.3 に壊変図を示す

### 4.3.2 ドップラー補正

$\gamma$ 線を放出している二次標的から放出される粒子は光速の40%程度で飛行しているため、ドップラー効果によって粒子の静止系での $\gamma$ 線のエネルギーと、実験室系での $\gamma$ 線のエネルギーにずれが生じる。これを補正する為に式(4.7)を用いた。

$$E = \frac{(1 - \beta \cos \theta_{\text{lab}})}{\sqrt{1 - \beta^2}} E_{\text{lab}} \quad \left( \beta = \frac{v}{c} \right) \quad (4.7)$$

ここで、 $E$ 、 $E_{\text{lab}}$ 、 $\theta_{\text{lab}}$ 、 $v$ 、 $c$ は、粒子の静止系での $\gamma$ 線のエネルギー、実験室系での $\gamma$ 線のエネルギー、粒子の速度方向と $\gamma$ 線の方角のなす角、粒子の速度、光速である。図4.17にはドップラー補正による変化を示す。

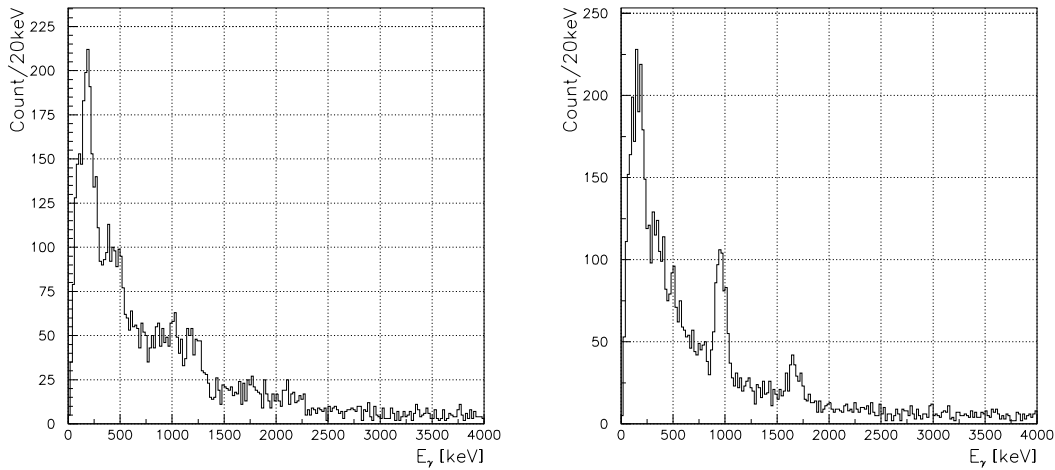


図 4.17:  $C(^{17}\text{B}, ^{12}\text{B}^*)$  反応における $\gamma$ 線のエネルギースペクトル。左はドップラー補正前、右はドップラー補正後の図。ドップラー補正によりピークが現れる。

### 4.3.3 NaI(Tl) シンチレ - タ - の時間情報

NaI(Tl) シンチレ - タ - の時間情報を解析することにより、二次ビ - ムと同期していないバックグラウンドと思われるイベントを排除することができる。図 4.18 には NaI(Tl) シンチレ - タ - の時間スペクトルを示す。ピークになっているのが二次ビ - ムと同期しているイベントであり、それ以外の一定の部分はバックグラウンドによるイベントであるとして排除した。

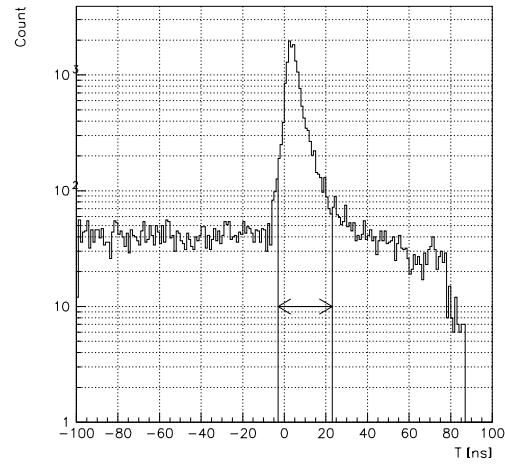


図 4.18: NaI(Tl) の時間スペクトル

#### 4.3.4 非弾性散乱断面積の導出

非弾性散乱における断面積  $\sigma_\gamma$  は以下のように求めることができる。

$$\sigma_\gamma = \frac{(\text{Live Time})_B}{N_B} \frac{A_t}{N_A x} \frac{N_\gamma}{(\text{Live Time})_\gamma} \frac{1}{\epsilon_\gamma} \quad (4.8)$$

- $N_B$  : 入射二次ビームの数
- $N_\gamma$  :  $\gamma$  線のカウント数
- $(\text{Live Time})_B$  : Beam トリガーにおける Live Time
- $(\text{Live Time})_\gamma$  : NaI トリガーにおける Live Time
- $A_t$  : 標的核の質量数
- $x$  : 標的の厚さ
- $N_A$  : アボガドロ定数
- $\epsilon_\gamma$  :  $\gamma$  線検出器群の検出効率

### 4.3.5 検出効率の見積り

GEANT3 を用いてシミュレーションを行い  $\gamma$  線検出器群の検出効率を見積った。シミュレーションの系統誤差を見積るために、エネルギー較正に用いた 3 つの  $\gamma$  線源の測定と比較を行った。測定したデータとシミュレーションにより得られたエネルギースペクトルを図 4.19 に示す。測定したスペクトルを再現するために GEANT3 により得られたシミュレーションの結果  $f(E_\gamma)$  とバックグラウンドを仮定し、関数

$$af(E_\gamma) + \exp(bE_\gamma + c)$$

を用いてフィッティングを行った。図中の赤線はフィッティングした曲線を表している。このフィッティングから GEANT3 によるシミュレーションの結果を最大で 17% 程度減らす必要があることがわかり (表 4.4)、これを検出効率の系統誤差とした。さらに  $\beta \approx 0.37$  の速度を持つ粒子から  $\gamma$  線が放出される場合をシミュレーションした結果、光電ピークの検出効率は  $E_\gamma = 1.35$  MeV で 11% であった。

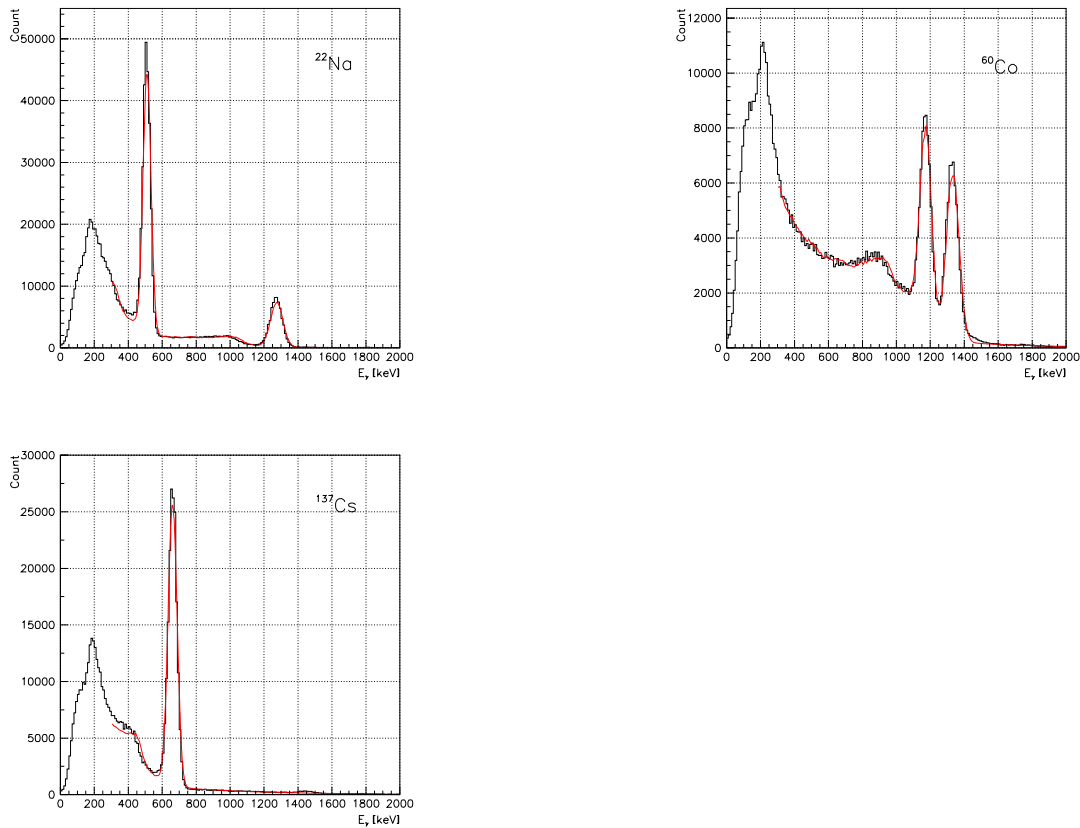


図 4.19:  $\gamma$  線源を測定した結果 (ヒストグラム) と GEANT3 によるシミュレーションの結果 (赤い曲線)

線源	$^{22}\text{Na}$	$^{60}\text{Co}$		$^{137}\text{Cs}$
$E_\gamma$ [MeV]	1.275	1.173	1.333	0.662
a	0.908	0.896	0.883	0.826

表 4.4: 測定された結果と GEANT3 によるシミュレーションの結果の比

## 4.4 角度分布の導出

PPAC から求めた標的に入射する位置、Hodoscope で測定した TOF、FDC3 で測定した位置・角度の情報から磁場中の飛跡を計算し、標的から放出されるときに角度を求め、入射角度と合わせるにより散乱角度を求めることができる。

### 4.4.1 磁場の飛跡の解析

放出粒子の標的上での運動量ベクトルを求めるために以下の手順で解析を行った。

#### 順トレース

二次粒子測定系から求めた二次標的上での位置・角度の情報から磁場中の飛跡を計算することにより、FDC3 で検出されるであろう位置・角度を求める。この順トレースを標的無しのデータについて行い、FDC3 の位置・角度の補正を行った。補正した FDC3 の位置・角度は以下の通りである。

x 方向の位置	6.38 mm
x 方向の角度	6.78 mrad
y 方向の位置	0.08 mm
y 方向の角度	4.42 mrad

表 4.5: FDC3 の位置と角度の補正值

## 逆トレース

Hodoscope で測定した TOF と FDC3 で測定された位置・角度の情報から磁場中の飛跡を計算し、二次標的から放出される粒子の角度を求める。この解析によって、放出粒子の運動量ベクトルを求めることができ、二次粒子測定系から求めた入射粒子の運動量ベクトルと合わせることで散乱角度を求めることができる。また、二次ビームの運動量が広がっていない ( $\Delta P/P = \pm 0.1\%$ ) データにおいてビームトリガーの場合の標的上の位置・角度・運動量を二次粒子測定系と逆トレースで求めたものとを比較することにより、分解能を評価した<sup>6</sup>。図 4.20 には二次標的での運動量分布を、表 4.6 には分解能の値を示す。

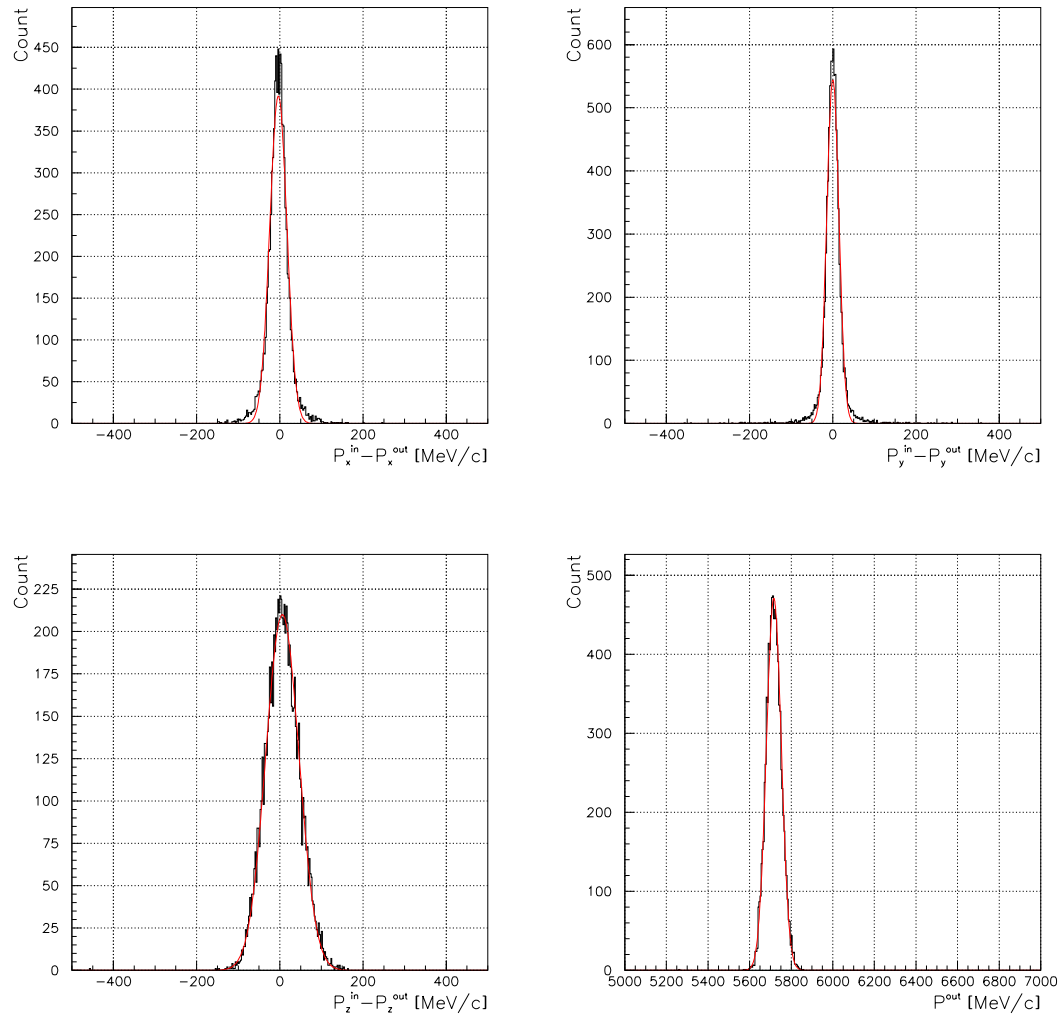


図 4.20:  $^{15}\text{B}$  ビームの標的無しにおける二次標的上での運動量の分解能

<sup>6</sup>ビームトリガーの場合には弾性散乱等の散乱が起こるイベントも含まれるが、その割合は少ないと考えた。

$^{15}\text{B}+\text{emp } P_{\text{total}}=5717 \text{ MeV}/c$			
	誤差 $P_{\text{out}} - P_{\text{in}}$ [MeV/c]	分解能 $\Delta P$ ( $\sigma$ ) [MeV/c]	$\Delta P/P_{\text{total}}$ [%]
Px	-3.585	20.61	0.3605
Py	0.1129	14.64	0.2560
Pz	6.115	39.91	0.6982
$^{15}\text{B}+\text{C } P_{\text{total}}=5614 \text{ MeV}/c$			
	誤差 $P_{\text{out}} - P_{\text{in}}$ [MeV/c]	分解能 $\Delta P$ ( $\sigma$ ) [MeV/c]	$\Delta P/P_{\text{total}}$ [%]
Px	-3.770	27.09	0.4826
Py	-0.07395	23.71	0.4224
Pz	3.682	39.06	0.6957
$^{15}\text{B}+\text{Pb } P_{\text{total}}=5653 \text{ MeV}/c$			
	誤差 $P_{\text{out}} - P_{\text{in}}$ [MeV/c]	分解能 $\Delta P$ ( $\sigma$ ) [MeV/c]	$\Delta P/P_{\text{total}}$ [%]
Px	-7.185	45.82	0.8104
Py	0.4450	46.26	0.8182
Pz	1.106	44.87	0.7937
$^{17}\text{B}+\text{emp } P_{\text{total}}=6493 \text{ MeV}/c$			
	誤差 $P_{\text{out}} - P_{\text{in}}$ [MeV/c]	分解能 $\Delta P$ ( $\sigma$ ) [MeV/c]	$\Delta P/P_{\text{total}}$ [%]
Px	-1.855	22.08	0.3401
Py	0.1955	15.90	0.2449
Pz	8.768	44.43	0.6842
$^{17}\text{B}+\text{C } P_{\text{total}}=6397 \text{ MeV}/c$			
	誤差 $P_{\text{out}} - P_{\text{in}}$ [MeV/c]	分解能 $\Delta P$ ( $\sigma$ ) [MeV/c]	$\Delta P/P_{\text{total}}$ [%]
Px	-2.968	29.63	0.4632
Py	-0.6786	23.87	0.3732
Pz	26.48	45.09	0.7049
$^{17}\text{B}+\text{Pb } P_{\text{total}}=6421 \text{ MeV}/c$			
	誤差 $P_{\text{out}} - P_{\text{in}}$ [MeV/c]	分解能 $\Delta P$ ( $\sigma$ ) [MeV/c]	$\Delta P/P_{\text{total}}$ [%]
Px	1.995	46.81	0.7290
Py	0.8922	45.26	0.7048
Pz	32.05	45.10	0.7024

表 4.6: 運動量の分解能。鉛標的の場合には多重クーロン散乱の影響によって分解能は悪くなる。



以上から実験室系での散乱角度の分解能を求めた。実験室系での散乱角度の分解能は以下の式で見積もることができる。

$$\begin{aligned} \theta_x &= \theta_x^{\text{in}} - \theta_x^{\text{out}} \\ &= \tan^{-1} \frac{P_x^{\text{out}}}{P_z^{\text{out}}} - \tan^{-1} \frac{P_x^{\text{in}}}{P_z^{\text{in}}} \\ &\sim \frac{P_x^{\text{out}} - P_x^{\text{in}}}{P_{\text{total}}} \quad \left( \frac{P_x}{P_z} \ll 1, P_z^{\text{in}} \sim P_z^{\text{out}} \sim P_{\text{total}} \right) \end{aligned} \quad (4.9)$$

$$\rightarrow \Delta\theta_x \sim \frac{\Delta P_x}{P_{\text{total}}} \quad (4.10)$$

実験室系での散乱角度の分解能は炭素標的の場合で以下のようにになった。

	C( <sup>15</sup> B, <sup>15</sup> B)	C( <sup>17</sup> B, <sup>17</sup> B)
$\Delta\theta_x$ (FWHM) [deg]	0.650	0.624
$\Delta\theta_y$ (FWHM) [deg]	0.569	0.502

表 4.7: 非弾性散乱における実験室系での角度分解能

また、荷電粒子測定系のアクセプタンスを重心系での散乱角度  $\vartheta_{\text{cm}}$  の関数として求めたところ、図 4.21 のようになった。

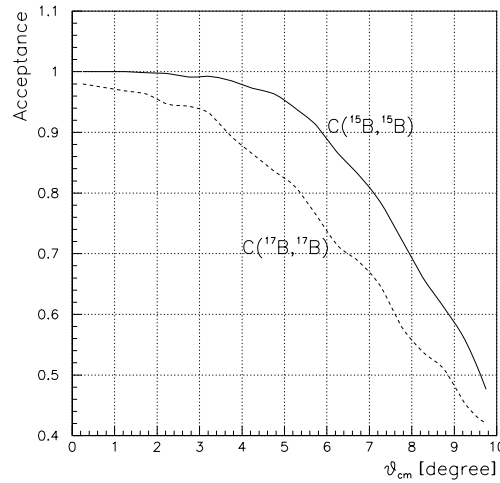


図 4.21: 荷電粒子測定系のアクセプタンス

こうして求められた散乱角度毎に  $\gamma$  線のイベント数を求め、角度分布を求めることができる。図 4.4.1 は  $^{15}\text{B}$  の炭素標的を用いた非弾性散乱において、各角度についてのエネルギースペクトルを示す。

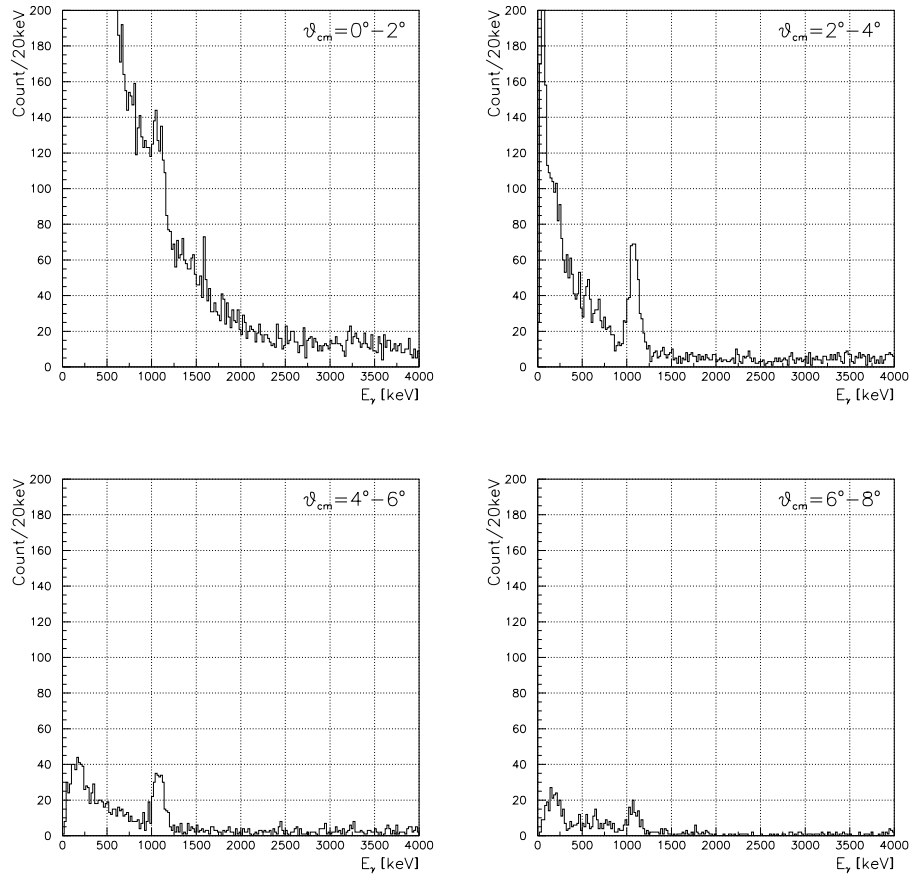


図 4.22: 各角度における  $\gamma$  線のエネルギースペクトル

## 第5章 実験結果

### 5.1 炭素標的

解析から得られる情報から各イベント毎に粒子識別を行い、 $^{15,17}\text{B}$  の非弾性散乱、および破碎反応のチャンネルにおいて  $\gamma$  線のエネルギー - スペクトルを導出した。図 5.1 には  $^{17}\text{B}$  を炭素標的に入射させ、 $^{12-15,17}\text{B}$  が放出されたイベントについてのエネルギー・スペクトルを示す。なお、シンチレータ内でのコンプトン散乱によるバックグラウンドを減らすために、36本の NaI(Tl) シンチレータのうち1本だけ検出されたイベントを選び出している。表 5.1 には観測されたピークを、 $^{15}\text{B}$  を二次ビームとした場合もあわせてまとめた。観測された  $\gamma$  線のピークは、過去の実験での測定値と誤差の範囲で一致しているが、 $^{14}\text{B}$  については過去の実験による測定値とは異なる結果が得られた。

nuclide	reaction	this works [MeV]	previous works [MeV]
$^{17}\text{B}$	$\text{C}(^{17}\text{B},^{17}\text{B})$	1.07(1)	
$^{15}\text{B}$	$\text{C}(^{17}\text{B},^{15}\text{B})$	1.34(1)	
	$\text{C}(^{15}\text{B},^{15}\text{B})$	1.35(1)	
$^{14}\text{B}$	$\text{C}(^{17}\text{B},^{14}\text{B})$	0.652(2)	0.740(40) [37]
	$\text{C}(^{15}\text{B},^{14}\text{B})$	0.655(3)	
$^{12}\text{B}$	$\text{C}(^{17}\text{B},^{12}\text{B})$	0.953(4)	0.95310(60) [38]
		1.66(1)	1.67352(60) [38]
	$\text{C}(^{15}\text{B},^{12}\text{B})$	0.957(4)	0.95310(60) [38]
		1.68(2)	1.67352(60) [38]

表 5.1: 炭素標的の場合の測定された  $\gamma$  線のエネルギー

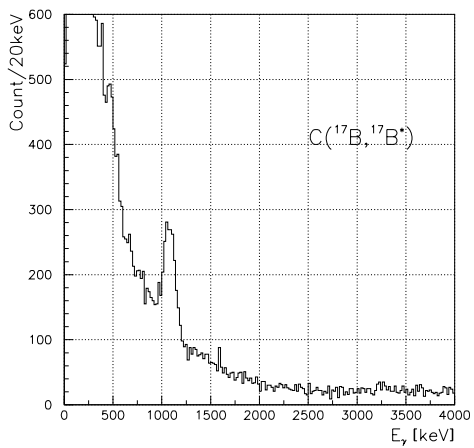
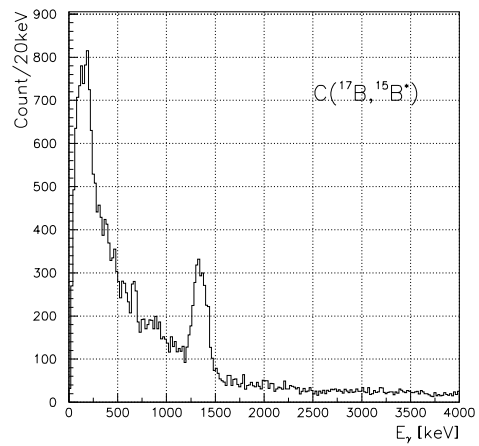
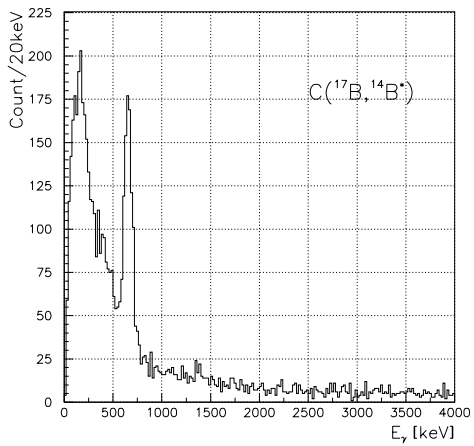
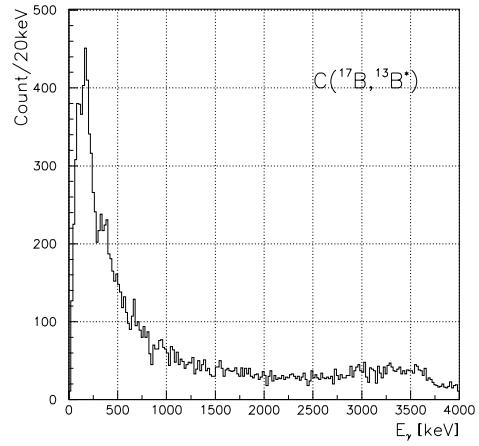
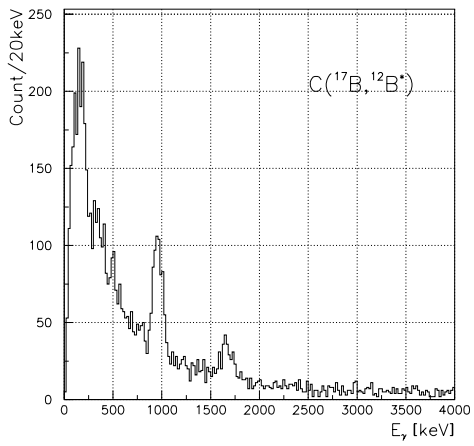


図 5.1:  $^{12-15,17}\text{B}$  のドップラー補正後の  $\gamma$  線のエネルギースペクトル

### 5.1.1 非弾性散乱の断面積

非弾性散乱反応  $C(^{15}\text{B}, ^{15}\text{B}^*)$ 、 $C(^{17}\text{B}, ^{17}\text{B}^*)$  について断面積を求めた結果、それぞれ 17.0(1.1) mb、11.9(6) mb となった。ここでの誤差は統計誤差のみで、GEANT3 で見積もった検出効率の系統誤差は含まれていない。

### 5.1.2 分解能

測定されたピークについてフィッティングを行い、エネルギーの分解能を求めた。フィッティングには、

$$\text{カウント数} = p_1 \exp \left[ -0.5 \left( \frac{E_\gamma - p_2}{p_3} \right)^2 \right] + \exp(p_4 + p_5 E_\gamma) \quad (5.1)$$

を仮定し、 $p_3$  を分解能として求めた (図 5.2)。この分解能はもともとの検出器の持っている分解能よりも劣る。これはドップラー補正時に用いている速度や角度が、広がりを持っているためである。分解能は、検出器のもともとの分解能、速度と角度の広がり  $\Delta E_\gamma$ 、 $\Delta\beta$ 、 $\Delta\theta$  から式 (5.2) を用いて見積もることができる。

$$\left( \frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} \right)_{\text{net}} = \sqrt{\left( (\beta\gamma)^2 - \frac{\beta \cos \theta}{1 - \beta \cos \theta} \right)^2 \left( \frac{\Delta\beta}{\beta} \right)^2 + \left( \frac{\beta \sin \theta}{1 - \beta \cos \theta} \right)^2 (\Delta\theta)^2 + \left( \frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} \right)^2} \quad (5.2)$$

$\Delta\beta/\beta$  は、 $\sigma$  で 2.0%、 $\beta$  は 0.377、 $\Delta\theta$  は 6.06 °、また  $\Delta E_\gamma/E_\gamma$  は、エネルギー較正時で得られた 5 つのピークに幅  $\Delta E_\gamma$  についてフィッティングを行い、 $\Delta E_\gamma = 0.9416\sqrt{E_\gamma}$  とした。また角度  $\theta$  は

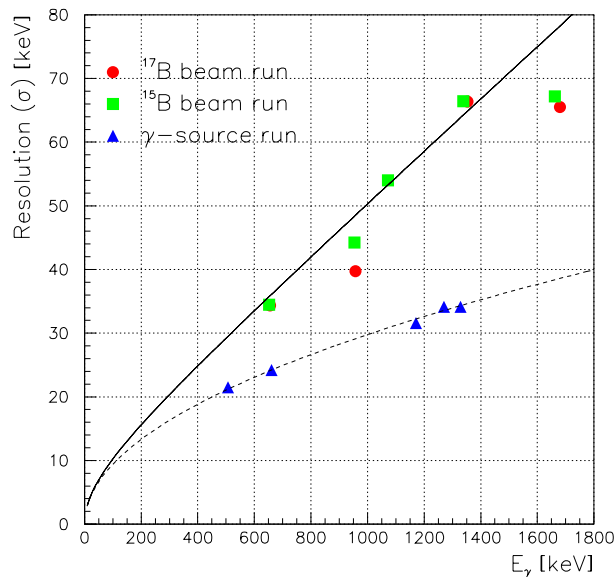


図 5.2: NaI(Tl) シンチレーターの分解能。点線は  $\gamma$  線源を測定した場合のピークの幅を  $\sqrt{E_\gamma}$  としてフィッティングしたもの。実線は式 (5.2) から見積もった分解能

各 NaI(Tl) シンチレーターによって異なる。分解能を NaI(Tl) シンチレーターの角度の関数としてプロットすると図 5.3 のようになる。図 5.2 の実線では 3 層ある NaI(Tl) シンチレーターの各層毎に分解能を見積もり、その平均をとった。

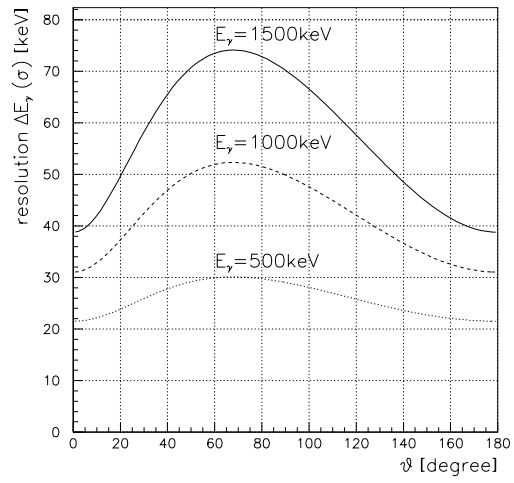


図 5.3: NaI(Tl) シンチレーターの分解能の角度依存性

### 5.1.3 炭素標的における非弾性散乱の角度分布

炭素標的における非弾性散乱の角度分布は図 5.4 のようになった。図中の縦軸の誤差は統計誤差のみで、系統誤差は含まれていない。

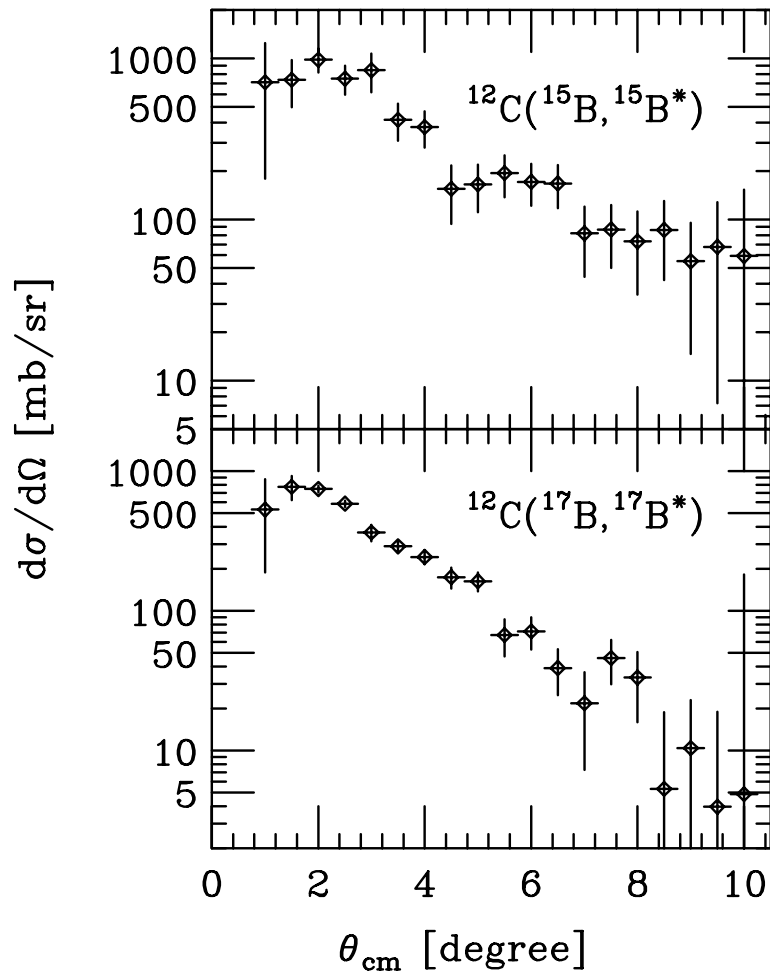


図 5.4: 炭素標的における非弾性散乱の角度分布

## 5.2 鉛標的

炭素標的と同様に鉛標的についても  $\gamma$  線のエネルギースペクトルを導出したが、 $^{15,17}\text{B}$  の非弾性散乱チャンネルについてピークは観測されなかった (図 5.5)。

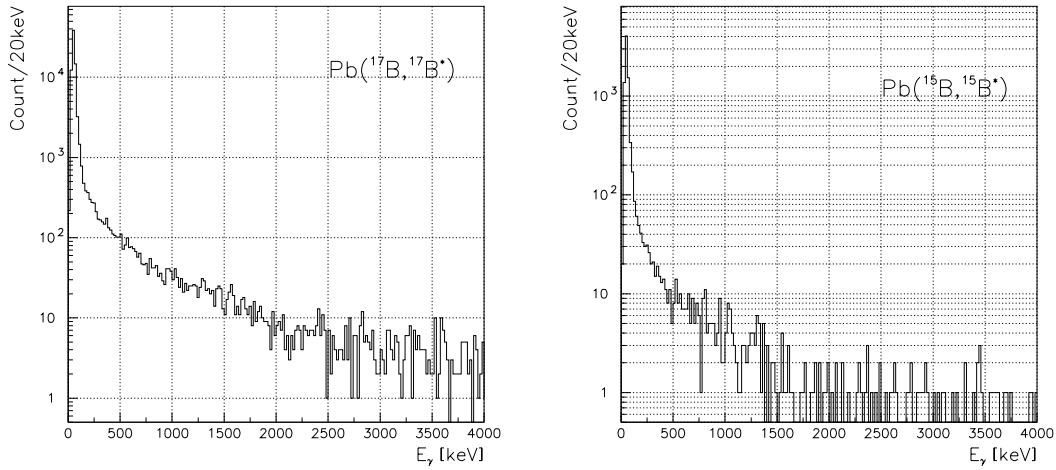


図 5.5:  $^{15,17}\text{B}$  の鉛標的における非弾性散乱チャンネルの  $\gamma$  線のエネルギースペクトル

### 5.2.1 非弾性散乱の断面積

得られたスペクトルから断面積の上限値を求めたところ  $C(^{15}\text{B}, ^{15}\text{B}^*)$  で 190 mb、 $C(^{17}\text{B}, ^{17}\text{B}^*)$  で 160 mb となった<sup>1</sup>。

<sup>1</sup>8.4 参照



## 第6章 議論

本章では

1. 炭素・鉛標的における非散乱断面積の断面積
2. 炭素標的における非弾性散乱の角度分布
3. 実験で得られたエネルギー準位と理論計算の比較
4. shell model 計算

の項目について議論を行う。

### 6.1 炭素・鉛標的における非弾性散乱の断面積

2.2.2 でも言及したように、炭素標的と鉛標的の断面積の比が  $E1(L=1)$  遷移と  $E2(L=2)$  遷移の場合で異なる。 $E1(L=1)$  遷移の場合、断面積の比は  $\sigma_{Pb}/\sigma_C \sim 100$  となるのに対し、 $E2(L=2)$  遷移の場合には  $\sigma_{Pb}/\sigma_C \sim 3$  となる。実験で得られた断面積の比は  $^{15,17}\text{B}$  でそれぞれ  $\sigma_{Pb}/\sigma_C < 11, 13$  であるので、 $E1(L=1)$  遷移の可能性は除去することができる。

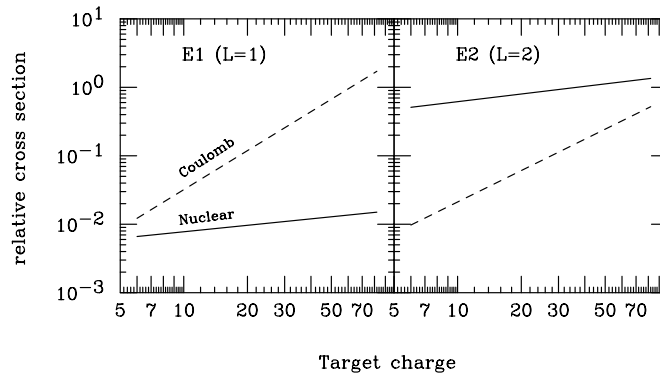


図 6.1: 70 MeV/nucleon の  $^{15}\text{B}$  の非弾性散乱断面積の標的核の原子番号依存性

	$\sigma_C$ [mb]	$\sigma_{Pb}$ [mb]	$\sigma_{Pb}/\sigma_C$
$^{15}\text{B}$	17.0(1.1)	< 190	< 11
$^{17}\text{B}$	11.9(6)	< 160	< 13

表 6.1: 非弾性散乱の断面積

## 6.2 非弾性散乱における角度分布

$^{15,17}\text{B}$  の炭素標的での非弾性散乱における角度分布は図 5.4 のようになった。得られた角度分布とチャンネル結合計算コード ECIS97 による計算の比較を行った。計算は以下の条件で行った。

- 光学ポテンシャルは  $^{12}\text{C}-^{12}\text{C}$ 、 $^{16}\text{O}-^{12}\text{C}$  の弾性散乱 [24, 39] から得られたものを用いた (以下光学ポテンシャル A,B とする)。
- 標準的な集団励起モデル (振動、回転モデル)。
- 励起準位のスピンパリティは理論が予想している  $5/2^{-}$ 。<sup>1</sup>
- 陽子と中性子が同じ変形をしている ( $\beta_C = \beta_N$ )。

以上の条件と、さらに  $E2(L=2)$  遷移であると仮定して計算した結果、図 6.2 のようになった。図中の計算結果は測定の分解能も含まれている。ECIS97 の計算結果は実験で得られた角度分布を良

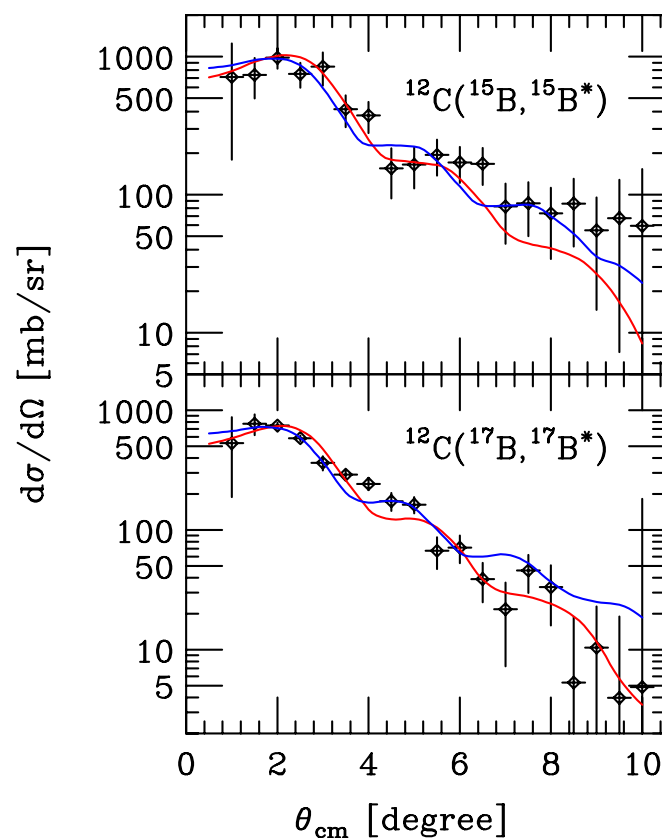


図 6.2: ECIS97 による計算結果。光学ポテンシャル A(赤)、B(青) を用いて回転モデルで計算を行った。

く再現しており、やはり  $E2(L=2)$  遷移であることを支持している。また非弾性散乱の断面積  $\sigma_\gamma$  と変形度  $\beta$  の間には  $\sigma_\gamma \propto \beta^2$  の関係がある。そこで、 $E2(L=2)$  遷移であるという仮定のもとで角

<sup>1</sup>図 1.10 を参照

度分布をフィッティングすることにより、四重極変形長  $\delta = \beta R_0$  ( $R_0$  は核半径) を求めた。表 6.2 には各光学ポテンシャル、励起モデルにおいて求めた変形長  $\delta$ 、 $\chi^2$  を示す。励起モデルや光学ポ

	$^{15}\text{B}$		$^{17}\text{B}$	
	変形長 $\delta$ [fm]	$\chi^2$	変形長 $\delta$ [fm]	$\chi^2$
光学ポテンシャル A & 振動モデル	2.33(9)	7.2	2.07(4)	41.3
光学ポテンシャル A & 回転モデル	1.64(6)	14.5	1.35(3)	31.1
光学ポテンシャル B & 振動モデル	2.08(8)	11.2	1.86(4)	36.8
光学ポテンシャル B & 回転モデル	1.47(6)	13.9	1.24(2)	28.6

表 6.2: 変形度  $\delta$

テンシャルによって変形長は異なる値が得られたが、 $^{15}\text{B}$  のほうが  $^{17}\text{B}$  よりも大きな値をとっており、このことは  $^{15}\text{B}$  のほうがより変形していることを示唆している。

### 6.3 理論計算との比較

本実験で得られたエネルギー準位を過去に行われた実験 [13, 14, 15, 40] と合わせて、理論計算 [12, 16, 17] から得られたエネルギー準位との比較を行った。図 6.3 にはエネルギー準位図を示す。本実験で得られたエネルギー準位を理論計算と比べると、殻模型計算 [16, 17] のほうが AMD[12] モデルよりも近い値を示している。またどの理論計算においても、第一励起準位のスピン・パリティは  $5/2^-$  であり、本実験で得られた励起準位はこの  $5/2^-$  に対応していると考えられる。

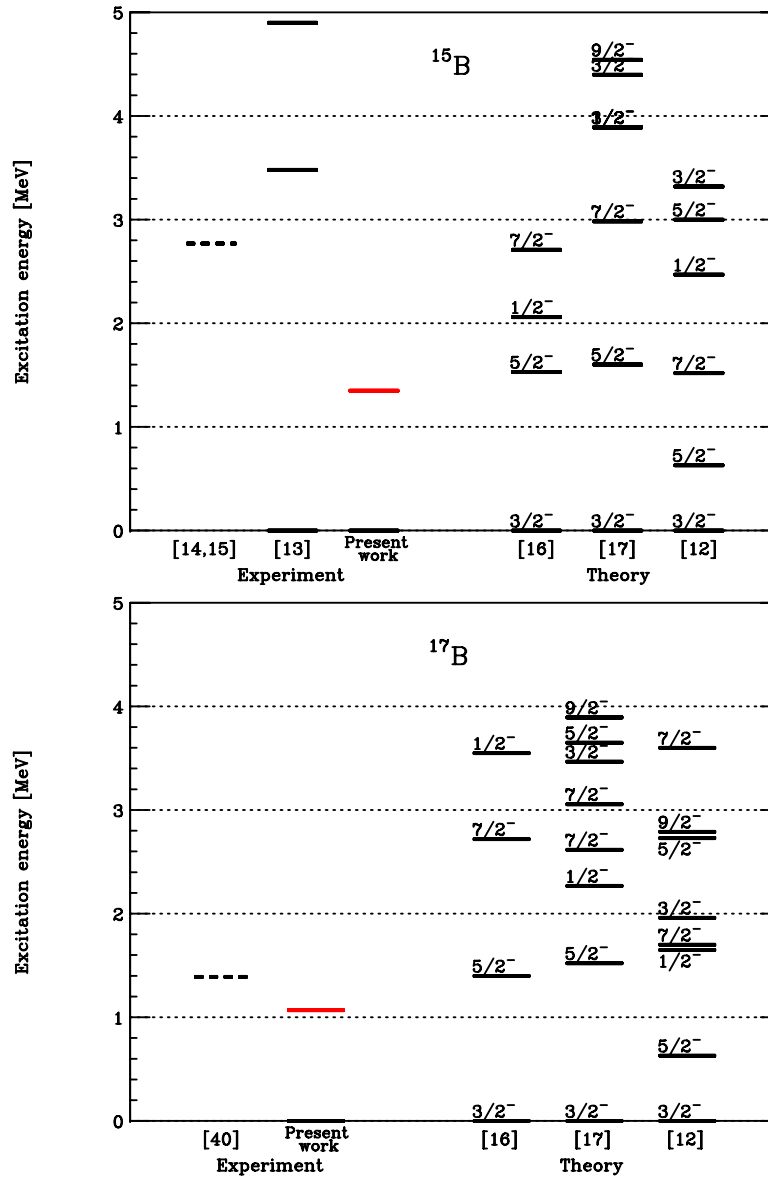


図 6.3:  $^{15,17}\text{B}$  のエネルギー準位図。点線は中性子分離エネルギーを表している。

## 6.4 shell model 計算

第1章では、参考文献 [19] が相互作用 PSDWBT を用いて shell model 計算を行い、実験値と比較したことについて言及した。<sup>2</sup> 参考文献 [19] では  $V_{01}$  の値を 0.6 倍することにより、 $^{15,17}\text{B}$  の磁気モーメントの値を良く再現するようになった (図 1.11)。また他の  $N = 10$  の原子核  $^{19}\text{F}$ 、 $^{18}\text{O}$ 、 $^{17}\text{N}$ 、 $^{16}\text{C}$ 、 $^{15}\text{B}$  についてエネルギー準位や磁気モーメントを計算すると  $^{17}\text{N}$  や  $^{16}\text{C}$  のエネルギー準位 (図 6.4) や  $^{17}\text{N}$ 、 $^{15}\text{B}$  の磁気モーメントの実験値に近づく結果が得られた。

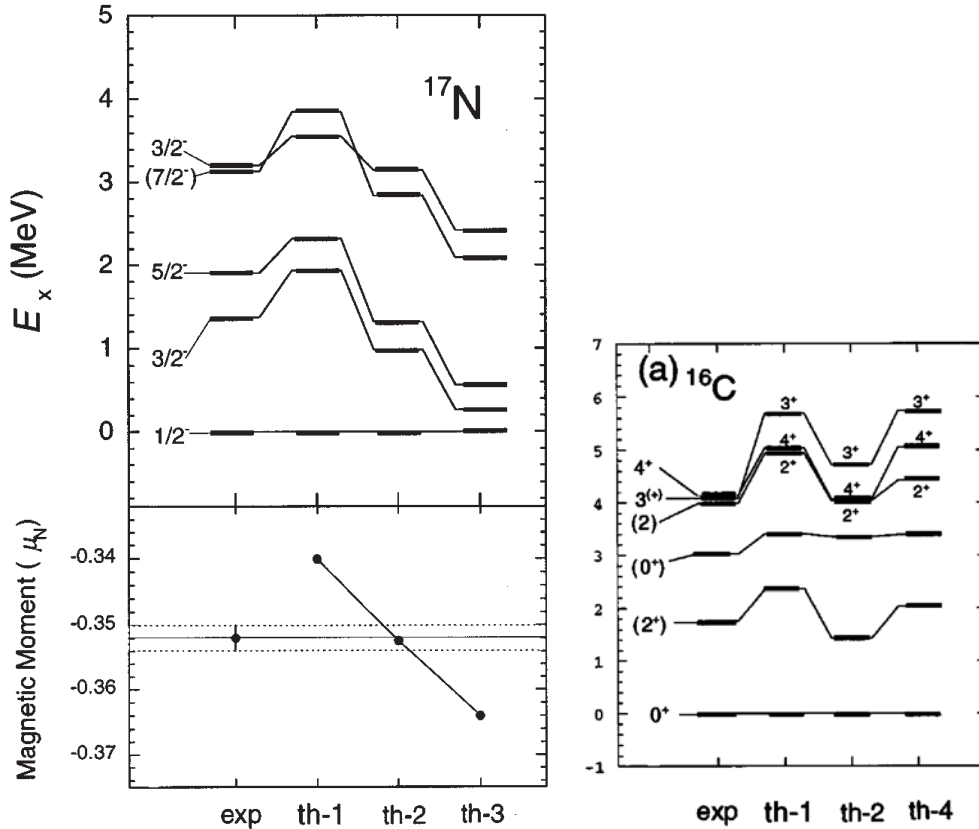


図 6.4:  $^{17}\text{N}$ 、 $^{16}\text{C}$  のエネルギー準位図 (文献 [19] より引用)。th-1 は標準の  $V_{01}$  の値、th-2 は  $V_{01}$  を 0.6 倍、th-3 は  $V_{01}$  を 0.3 倍、th-4 は  $\langle (d_{5/2})^2 | V | (d_{5/2})^2 \rangle^{J^\pi=2^+}$  の値を 1 MeV 下げた場合。

そこで参考文献 [19] と同様に  $V_{J=0, T=1}$  の値を変えて  $^{15,17}\text{B}$  のエネルギー準位を計算した。計算には shell model 計算コード OXBASH[41] を使用した。図 6.5 には二体相互作用行列要素の値をかえて計算した  $^{15,17}\text{B}$  のエネルギー準位を示す。 $\langle (d_{5/2})^2 | V | (d_{5/2})^2 \rangle^{J^\pi=2^+}$  の値を 1 MeV 下げた場合の計算 (th-4) が最も実験で得られた準位を再現している。また、 $V_{01}$  の値を変えずに計算した場合の  $^{15}\text{B}$  の基底状態と第一励起状態の配位を表 6.3、6.4 に示す。表 6.3、6.4 を見ると、sd-shell の 2 つの中中性子は基底状態ではペアを組んでいるが、第一励起状態ではそのペアが崩れている配位になっている。

<sup>2</sup>文献中では 0.7 倍としてあるが、文献と同様の計算を行い、文献中の  $^{17}\text{N}$ 、 $^{16}\text{C}$  のエネルギー準位図の再現を試みたところ、0.6 倍で再現できたので以下では参考文献の 0.7 倍を 0.6 倍と読みかえて議論を行う。

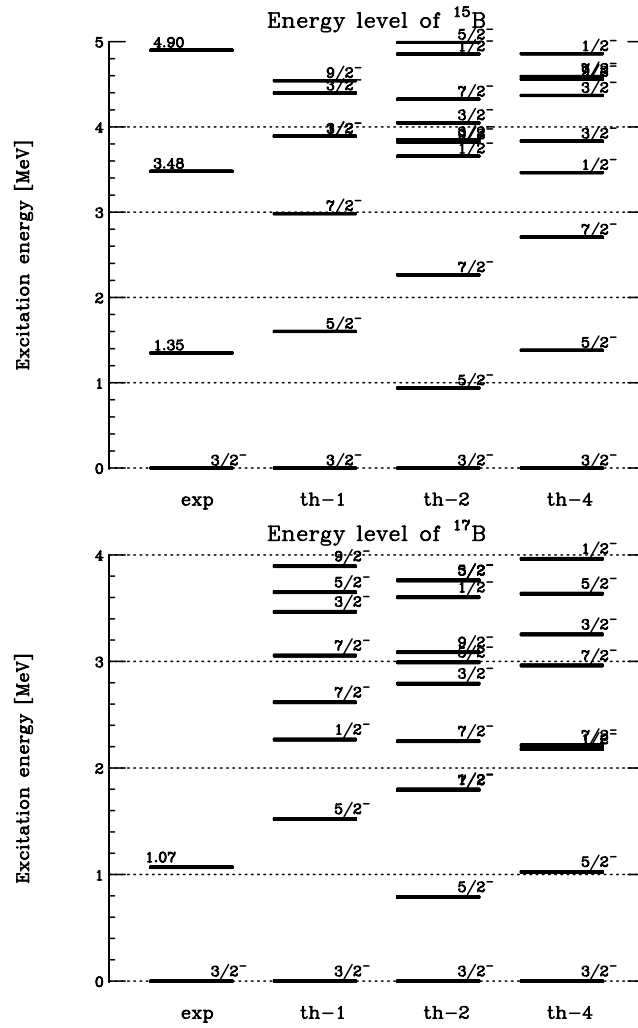


図 6.5:  $^{15,17}\text{B}$  のエネルギー準位図。th-1 は標準の  $V_{01}$  の値、th-2 は  $V_{01}$  を 0.6 倍、th-4 は  $\langle (d_{5/2})^2 | V | (d_{5/2})^2 \rangle^{J^\pi=2^+}$  の値を 1 MeV 下げた場合。

$1s_{1/2}$	$1p_{3/2}$	$1p_{1/2}$	$2s_{1/2}$	$1d_{5/2}$	$1d_{3/2}$	確率 [%]
4	7	2	2	0	0	35.02
4	7	2	0	2	0	33.82
4	7	2	1	1	0	12.68
4	7	2	0	0	2	4.32
4	6	3	0	2	0	3.34
4	6	3	1	1	0	3.15
4	5	4	0	2	0	2.11
4	5	4	2	0	0	1.50
4	7	2	1	1	0	1.07
total						97.01

表 6.3:  $^{15}\text{B}$  の基底状態 ( $J^\pi = 3/2^-$ ) の配位

$1s_{1/2}$	$1p_{3/2}$	$1p_{1/2}$	$2s_{1/2}$	$1d_{5/2}$	$1d_{3/2}$	確率 [%]
4	7	2	1	1	0	48.11
4	7	2	0	2	0	24.17
4	7	2	1	0	1	9.62
4	6	3	0	2	0	6.22
4	6	3	1	1	0	2.52
4	5	4	0	2	0	1.95
4	6	3	2	0	0	1.66
4	5	4	0	2	0	1.63
4	7	2	1	0	1	1.52
total						97.40

表 6.4:  $^{15}\text{B}$  の第一励起状態 ( $J^\pi = 5/2^-$ ) の配位

## 第7章 まとめと展望

理化学研究所の不安定核ビームライン RIPS で得られる不安定核  $^{15,17}\text{B}$  ビームを炭素・鉛標的に入射させ、非弾性散乱反応を用いて  $^{15,17}\text{B}$  の励起状態を生成し、インビーム  $\gamma$  分光法により脱励起  $\gamma$  線を測定した。実験で得られた  $\gamma$  線のエネルギースペクトルから、今まで知られていない  $^{15,17}\text{B}$  の励起エネルギー 1.35 MeV、1.07 MeV を同定した。また、 $^{15,17}\text{B}$  の破碎反応において測定された  $^{14}\text{B}$  の励起エネルギー 0.65 MeV は、過去に行われた実験の測定値 0.740 MeV と異なる結果が得られた。

炭素および鉛標的における非弾性散乱断面積の比や、角度分布とチャンネル結合計算コード ECIS97 による計算との比較から、 $^{15,17}\text{B}$  の遷移は  $E2(L=2)$  遷移であると推測した。しかし一般には  $E2$  遷移と  $M1$  遷移は混合する。観測された遷移が  $3/2^- \rightarrow 5/2^-$  であるとする、 $E2$  遷移も  $M1$  遷移も可能であるが、今回の結果からは  $M1$ 、 $E2$  遷移の混合比等を議論することはできない。また  $E2(L=2)$  遷移であるという仮定のもとで四重極変形長を求めたところ、 $^{15}\text{B}$  のほうが  $^{17}\text{B}$  よりも大きいという結果が得られ、 $^{15}\text{B}$  のほうが変形していることが示唆された。

今後の展望として、寿命測定やクーロン励起等の方法で  $B(E2)$  の値を測定することは興味深い。四重極モーメントや  $B(E2)$  から  $E2$  有効電荷を知ることができる。文献 [20, 21] によれば、 $^{13,15,17}\text{B}$  の四重極モーメントの実験値が殆ど変化しない結果が得られている。これは中性子の  $E2$  有効電荷が小さくなるためであると考えられている。sd 殻領域での中性子の  $E2$  有効電荷は  $e_n = 0.5$  であることが知られているが、 $^{15,17}\text{B}$  の四重極モーメントから得られた値は  $e_n = 0.02, 0.03$  と非常に小さい。この  $^{15,17}\text{B}$  の他にも  $^{14}\text{B}$  や  $^{18}\text{N}$  の四重極モーメントの測定 [20, 42] においても  $E2$  有効電荷が小さくなる傾向があり、また  $^{16}\text{C}$  の異常に小さい  $B(E2)$  の値 [43] もこの  $E2$  有効電荷が小さくなることに対応すると考えることができる。 $^{15,17}\text{B}$  の  $B(E2)$  測定はこの  $E2$  有効電荷の変化を知る手がかりとなりうるものであり、重要な情報になると思われる。



## 第8章 付録

### 8.1 磁場の行列表示

双極子・四重極電磁石によるビーム光学は行列で表すことができる。RIPSにおいて、一次標的を通過した直後の粒子の位置・角度・磁気硬度  $(x_1, \theta_1, \Delta B\rho_1/B\rho_0)$  と、二次標的に入射する粒子の位置・角度・磁気硬度  $(x_2, \theta_2, \Delta B\rho_2/B\rho_0)$  の関係を簡単に表すと、

$$\begin{pmatrix} x_2 \\ \theta_2 \\ \frac{\Delta B\rho_2}{B\rho_0} \end{pmatrix} = AB \begin{pmatrix} x_1 \\ \theta_1 \\ \frac{\Delta B\rho_1}{B\rho_0} \end{pmatrix} \quad (8.1)$$

$$= \begin{pmatrix} a_{11} & \cdots & a_{31} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{13} & \cdots & a_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b_{11} & \cdots & b_{31} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ b_{13} & \cdots & b_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1 \\ \theta_1 \\ \frac{\Delta B\rho_1}{B\rho_0} \end{pmatrix} \quad (8.2)$$

となる。A、BはRIPSの二つの双極子電磁石を表している。ここでは双極子電磁石しか示していないが、実際にはさらに四重極電磁石やエネルギー減衰板の行列などがかかる。RIPSでは、 $(x_2, \theta_2, \Delta B\rho_2/B\rho_0)$ を収束させるように双極子・四重極電磁石、エネルギー減衰板を配置している。

ドリフトチェンバーの解析においてもこの行列表示を応用している。二次標的での粒子の位置・角度・磁気硬度  $(x_t, \theta_t, \Delta B\rho_t/B\rho_0)$  と、FDC3での粒子の位置・角度・磁気硬度  $(x_3, \theta_3, \Delta B\rho_3/B\rho_0)$  の関係は、

$$\begin{pmatrix} x_3 \\ \theta_3 \\ \frac{\Delta B\rho_3}{B\rho_0} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a & b & c \\ d & e & f \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_t \\ \theta_t \\ \frac{\Delta B\rho_t}{B\rho_0} \end{pmatrix} \quad (8.3)$$

$$x_3 = ax_t + b\theta_t + c\frac{\Delta B\rho_t}{B\rho_0} \quad (8.4)$$

$$\theta_3 = dx_t + e\theta_t + f\frac{\Delta B\rho_t}{B\rho_0} \quad (8.5)$$

$$\frac{\Delta B\rho_3}{B\rho_0} = \frac{\Delta B\rho_t}{B\rho_0} \quad (8.6)$$

となる。本解析では  $a \sim 1$  と仮定している。

## 8.2 bethe-bloch の式

重イオンが物質中を通過するとき失うエネルギーは Bethe-Bloch の式 (8.7) で表される [44]。括弧内の対数部分の変化は小さいと考えると、エネルギー損失は  $z^2/\beta^2$  に比例する。

$$-\frac{dE}{dx} = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (8.7)$$

$(K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2)$

- $N_A$  : アボガドロ定数 ( $= 6.022141 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ )
- $r_e$  : 古典電子半径 ( $= e^2/4\pi\epsilon_0 m_e c^2 = 2.817940 \text{ fm}$ )
- $z$  : 入射粒子の原子番号
- $Z$  : 物質の原子番号
- $A$  : 物質の質量数
- $\beta$  : 速度 ( $= v/c$ )
- $m_e c^2$  : 電子の質量 ( $= 0.510998 \text{ MeV}$ )
- $\gamma$  :  $= 1/(\beta^2 - 1)$
- $T_{\max}$  : 自由電子の衝突における最大運動エネルギー
- $I$  : 物質の平均電離エネルギー
- $\delta$  : イオン化におけるエネルギー損失の密度効果の補正

### 8.3 $\gamma$ 線源の壊変図

以下には本実験で用いた $\gamma$ 線源の壊変図を示す。

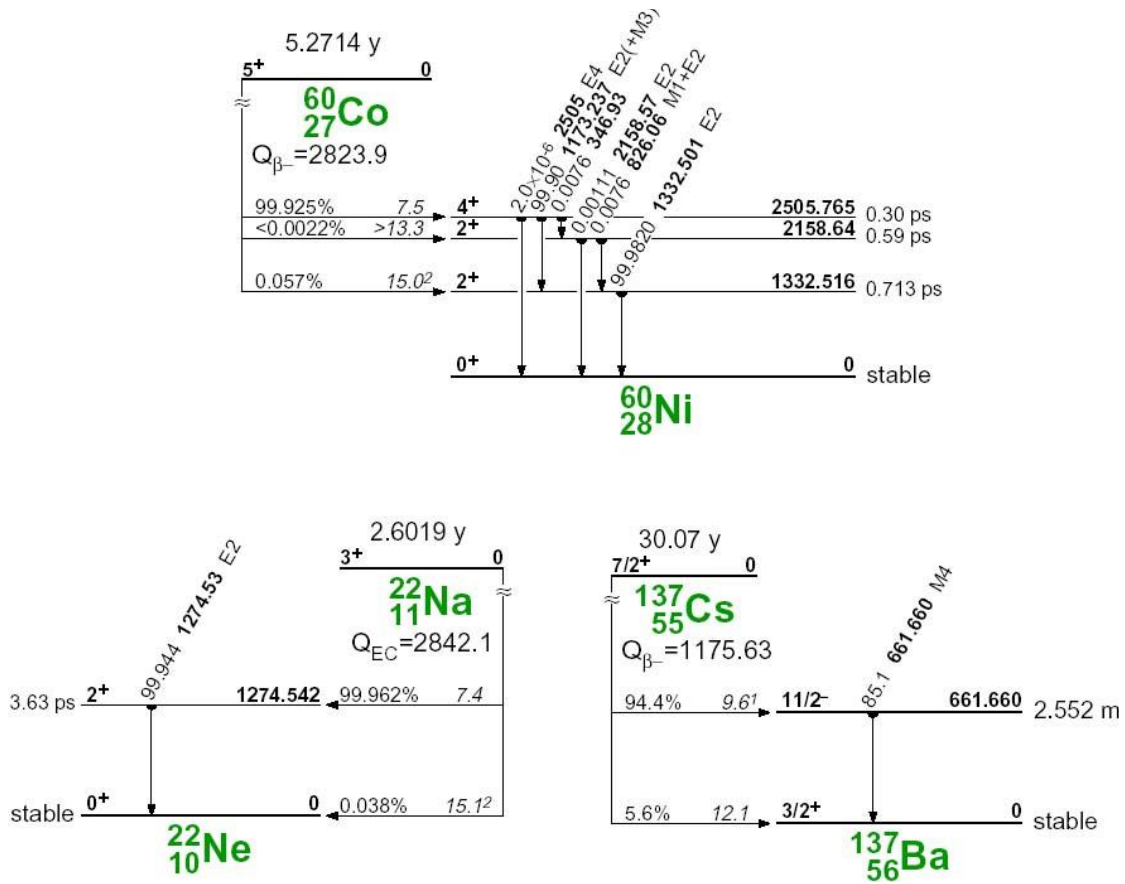


図 8.1:  $\gamma$ 線源の壊変図

## 8.4 上限値の導出

<sup>15,17</sup>B の鉛標的を用いた非弾性散乱の場合には、はっきりとしたピークは観測されなかったので参考文献 [45] を参考に上限値を求めた。以下では上限値を求める手順を説明する。

ピーク領域のカウント数、バックグラウンドのカウント数、合計のカウント数を  $a, B, C$  とすると、カウント  $C$  を得る確率は

$$P(C) = \frac{e^{-(a+B)} (a+B)^C}{C!} \quad (8.8)$$

となる。これは平均値  $a+B$  のポアソン分布である。これを  $a$  の確率密度関数とすれば  $N_1$  を規格化定数として、

$$g(a) = N_1 \frac{e^{-(a+B)} (a+B)^C}{C!} \quad \left( \int_0^\infty g(a) da = 1 \right) \quad (8.9)$$

となる。さらに  $C \gg 1$  の場合にはガウシアン分布に近似ができて、

$$g(a) \cong N_2 \frac{e^{-(a-\bar{a})^2/2C}}{\sqrt{2\pi C}} \quad (8.10)$$

となる。ここで  $\bar{a} = C - B$ 、 $N_2$  は規格化定数である。よって、

$$\alpha = \int_0^A g(a) da \quad (8.11)$$

と  $\alpha$  を定義すると  $\alpha \cdot 100\%$  のレベルで上限値  $A$  が決まることになる。

## 8.5 OXBASH による計算

shell model 計算で、ハミルトニアンは

$$H = \sum_i^n h_0(i) + \sum_{i<j=1}^n V(i,j) \quad (8.12)$$

と表される。第一項は一体行列要素、第二項は二体行列要素である。この行列要素  $\epsilon_j = \langle jm|h_0(i)|jm \rangle$ 、 $\langle j^2; J'M'|V|j^2; J'M' \rangle$  の値からハミルトニアンを対角化し、固有ベクトル、エネルギー固有値を求める。

**アイソスピン** アイソスピンとは、陽子と中性子の質量がほぼ同じであるので、これを区別せずに扱う概念である。陽子・中性子、いずれもアイソスピン  $T = 1/2$  を持ち、その第三成分は  $T_z = \pm 1/2$  (+; 中性子、-; 陽子) である。このアイソスピンを導入すると陽子と中性子を区別しない。本論文の中では二体行列要素を  $V_{J,T}$  で表現しているが、 $T = 0$  のときには2粒子のアイソスピンが逆向き、つまり陽子と中性子の間の相互作用を表し、 $T = 1$  のときには陽子と陽子、または中性子と中性子といった同種粒子間の相互作用に対応する。

**モデルスペース** shell model 計算をする際に計算するモデルスペースを考える必要がある。<sup>17</sup>N を例に考えると、 $A = 17$  の基底状態は <sup>17</sup>O になる。<sup>17</sup>N は <sup>17</sup>O の p 軌道の核子 (陽子) が sd 軌道に移った励起状態となる。この励起の際に major shell を飛び越えるので  $1\hbar\omega$  の励起となる。OXBASH により <sup>17</sup>B のエネルギー準位を計算を行うときは “<sup>17</sup>O が  $1\hbar\omega$  の励起をする” という制限 (モデルスペース) で計算を行った。

## 8.6 B 同位体のエネルギー準位

図 8.2、8.3、8.4 には  $^{12,13,14}\text{B}$  のエネルギー準位の図を示す。

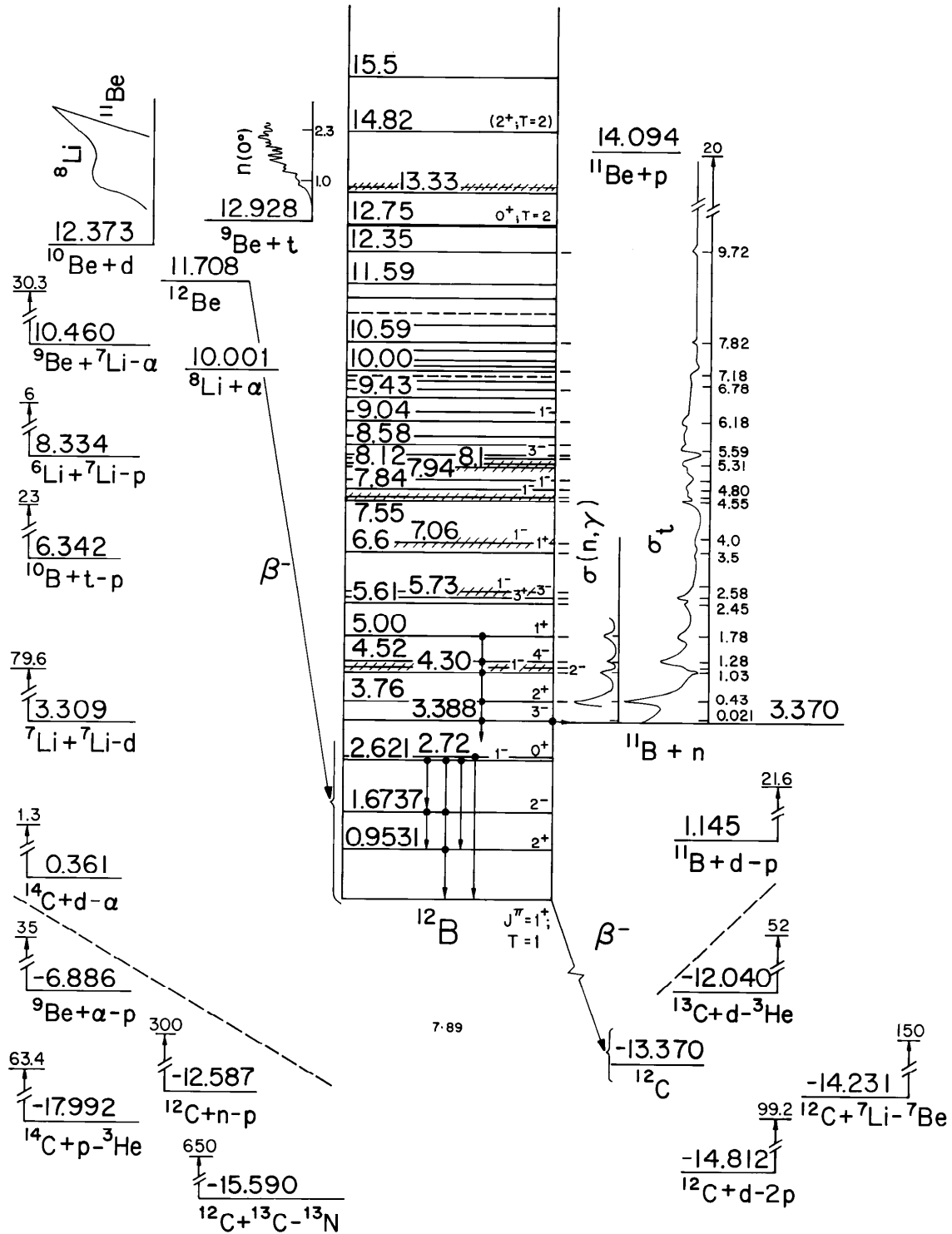


図 8.2:  $^{12}\text{B}$  のエネルギー準位図

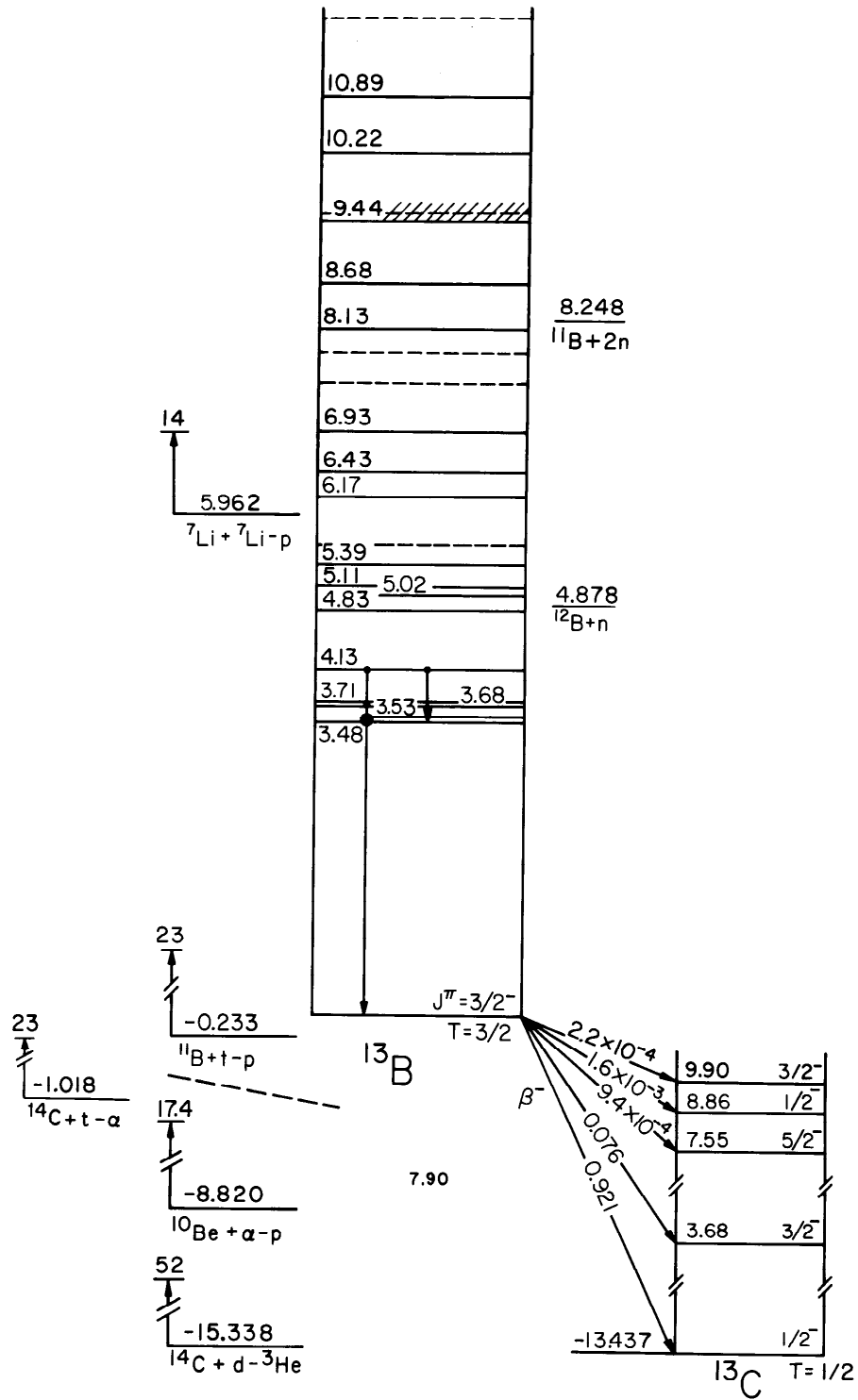


図 8.3:  $^{13}\text{B}$  のエネルギー準位図

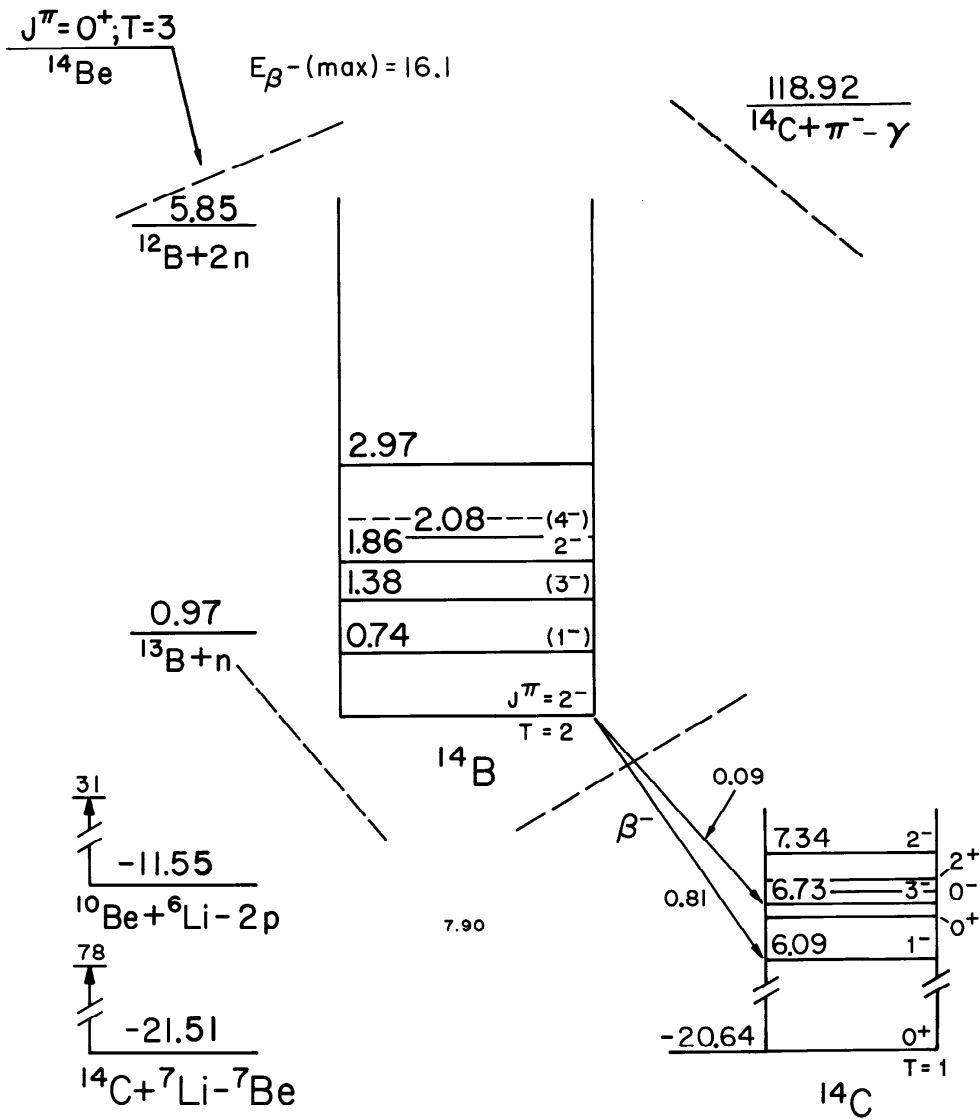


図 8.4:  $^{14}\text{B}$  のエネルギー準位図



## 参考文献

- [1] A. Bohr and B.R. Mottelson. NUCLEAR STRUCTURE Vol.1. W. A. Benjamin Inc., (1969).
- [2] T. Motobayashi *et al.* Phys. Lett. B, **346**, 9, (1995). Large deformation of the very neutron-rich nucleus  $^{32}\text{Mg}$  form intermediate-energy Coulomb excitation.
- [3] B. V. Pritychenko *et al.* Phys. Rev. C, **63**, 11305(R), (2001). First observation of an excited state in the neutron-rich nucleus  $^{31}\text{Na}$ .
- [4] Y. Yanagisawa *et al.* Phys. Lett. B, **566**, 84, (2003). The first excited state of  $^{30}\text{Ne}$  studied by proton inelastic scattering in reversed kinematics.
- [5] H. Iwasaki *et al.* Phys. Lett. B, **481**, 7, (2000). Quadrupole deformation of  $^{12}\text{Be}$  studied by proton inelastic scattering.
- [6] D. H. Wilkinson and D. E. Alburger. Phys. Rev. Lett., **113**, 563, (1959). Beta Decay of  $^{12}\text{Be}$ .
- [7] H. Iwasaki *et al.* Phys. Lett. B, **491**, 8, (2000). Low-lying intruder  $1^-$ -state in  $^{12}\text{Be}$  and the melting of the  $N = 8$  shell closure.
- [8] M.G. Saint-Laurent *et al.* Z. Phys. A, **332**, 457, (1989). Total Cross Sections of Reactions Induced by Neutron-Rich Light Nuclei.
- [9] A. Ozawa *et al.* Phys. Lett. B, **334**, 18, (1994). Interaction cross sections and radii of the mass number  $A = 17$  isobar ( $^{17}\text{N}$ ,  $^{17}\text{F}$ , and  $^{17}\text{Ne}$ ).
- [10] T. Suzuki *et al.* Nucl. Phys. A, **658**, 313, (1999). Nuclear radii of  $^{17,19}\text{B}$  and  $^{14}\text{Be}$ .
- [11] T. Suzuki *et al.* Phys. Rev. Lett., **89**, 12501, (2002). Momentum Distribution of  $^{15}\text{B}$  Fragments from the Breakup of  $^{17}\text{B}$ .
- [12] Y. Kanada-En'yo and H. Horiuchi. Phys. Rev. C, **52**, 647, (1995). Neutron-rich B isotopes studied with antisymmetrized molecular dynamics.
- [13] R. Kalpakchieva *et al.* Eur. Phys. J. A, **7**, 451, (2000). Spectroscopy of  $^{13}\text{B}$ ,  $^{14}\text{B}$ ,  $^{15}\text{B}$  and  $^{16}\text{B}$  using multi-nucleon transfer reactions.
- [14] M. A. Hotchkis *et al.* Nucl. Phys., **A398**, 130, (1983). NEW MEASUREMENTS OF THE MASSES OF  $^{15}\text{b}$  AND  $^{19}\text{N}$ .

- [15] T.S. Bhatia *et al.* Phys. Lett., **76B**, 562, (1978). THE MASS OF  $^{15}\text{B}$  VIA THREE-PROTON STRIPPING REACTION.
- [16] N.A.F.M. Poppelier *et al.* Phys. Lett., **157B**, 120, (1985). PROPERTIES OF EXOTIC p-SHELL NUCLEI.
- [17] E. K. Warburton and B. A. Brown. Phys. Rev. C, **46**, 923, (1992). Effective interactions for  $0p1s0d$  nuclear shell-model space.
- [18] H. Okuno *et al.* Phys. Lett. B, **354**, 41, (1995). Measurement of the magnetic moments of  $^{14}\text{B}$  and  $^{15}\text{B}$  using projectile fragmentation spin polarization.
- [19] H. Ueno *et al.* Phys. Rev. C, **53**, 2142, (1996). Magnetic moments of  $^{17}\text{N}$  and  $^{17}\text{B}$ .
- [20] H. Izumi *et al.* Phys. Lett. B, **366**, 51, (1996). Electric quadupole moments of neutron-rich nuclei  $^{14}\text{B}$  and  $^{15}\text{B}$ .
- [21] H. Ogawa *et al.* Eur. Phys. J. A, **13**, 81, (2002). Quenching of neutron E2 effective charge in neutron-rich nuclei and the ground-state spin-parity of  $^{17}\text{C}$ .
- [22] T. Kubo *et al.* Nucl. Instrum. Methods B, **70**, 309, (1992). The RIKEN radioactive beam facility.
- [23] N. Aoi *et al.* Nucl. Phys. A, **616**, 181c, (1997).  $\beta$ -spectroscopy of  $^{11}\text{Li}$  and  $^{14}\text{Be}$  with a  $\beta$ -n- $\gamma$  triple coincidence method.
- [24] M. Buenerd *et al.* Nucl. Phys., **A424**, 313, (1984). ELASTIC AND INELASTIC SCATTERING OF CARBON IONS AT INTERMEDIATE ENERGIES.
- [25] J. Barrette *et al.* Phys. Lett. B, **209**, 182, (1988). COULOMB EXCITATION OF GIANT RESONANCES IN  $^{208}\text{Pb}$  BY  $E = 84$  MeV/NUCLEON  $^{17}\text{O}$  PROJECTILES.
- [26] P.G. Thirolf *et al.* Phys. Lett. B, **485**, 16, (2000). Spectroscopy of the  $2_1^+$  state in  $^{22}\text{O}$  and shell structure near the neutron drip line.
- [27] H. Iwasaki *et al.* Phys. Lett. B, **522**, 227, (2001). Large collectivity of  $^{34}\text{Mg}$ .
- [28] R. W. Ibbotson *et al.* Phys. Rev. C, **59**, 642, (1999). Coulomb excitation of odd- $A$  neutron-rich  $\pi(s-d)$  and  $\nu(f-p)$  shell nuclei.
- [29] B. V. Pritychenko *et al.* Phys. Rev. C, **66**, 24325, (2002). Transition to the "island of inversion": Fast-beam  $\gamma$ -ray spectroscopy of  $^{28,30}\text{Na}$ .
- [30] A.M. Bernstein, V.R. Brown, and V.A. Madsen. Phys. Lett., **103B**, 255, (1981). NEUTRON AND PROTON TRANSITION MATRIX ELEMENTS AND INELASTIC HADRON SCATTERING.
- [31] K. Yoneda *et al.* Phys. Lett. B, **499**, 233, (2001). Deformation of  $^{34}\text{Mg}$  studied via in-beam  $\gamma$ -ray spectroscopy using radioactive-ion projectile fragmentation.
- [32] K. Yamada *et al.* Phys. Lett. B, **579**, 265, (2004). E1 strength of the subthreshold  $3/2^+$  state in  $^{15}\text{O}$  studied by Coulomb excitation.

- [33] T. Nakamura *et al.* Phys. Lett. B, **394**, 11, (1997). Coulomb excitation of  $^{11}\text{Be}$ .
- [34] M. Fauerbach *et al.* Phys. Rev. C, **56**, R1, (1997). Coulomb excitation of the one-neutron halo nucleus  $^{11}\text{Be}$ .
- [35] M. Ishihara. Nucl. Phys. A, **682**, 143c, (2001). In-beam gamma-ray spectroscopy with RIB on very neutron-rich nuclei.
- [36] H. Kumagai *et al.* Nucl. Instrum. Methods A, **470**, 562, (2001). Delay-line PPAC for high-energy light ions.
- [37] G. C. Ball *et al.* Phys. Rev. Lett., **31**, 395, (1973). Mass Excess and Low-Lying Level Structure of  $^{14}\text{B}$ .
- [38] H. H. Williams *et al.* Phys. Rev., **144**, 801, (1966). Excitation Energies of Bound States of  $\text{O}^{17}$  and  $\text{B}^{12}$ .
- [39] María-Ester Brandan. Phys. Rev. Lett., **60**, 784, (1988). Unambiguous Imaginary Potential in the Optical-Model Description of Light Heavy-Ion Elastic Scattering.
- [40] G. Audi *et al.* Nucl. Phys. A, **624**, 1, (1997). The NUBASE evaluation of nuclear and decay properties.
- [41] B. A. Brown *et al.* Computer code OXBASH.
- [42] H. Ogawa *et al.* Phys. Lett. B, **451**, 11, (1999). Magnetic moment and electric quadrupole moment of the  $^{18}\text{N}$  ground state.
- [43] N. Imai *et al.* Phys. Rev. Lett., to be published. Anomalously hindered  $E2$  strength  $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0^+)$  in  $^{16}\text{C}$ .
- [44] Eur. Phys. J. C, **15**, 1–878, (2000).
- [45] O. Helene. Nucl. Instrum. Methods, **212**, 319, (1983). UPPER LIMIT OF PEAK AREA.

# 謝辞

本研究を進めるにあたってたくさんの方達の御協力・助言を頂きました。指導教官である中村隆司助教授には、実験・解析を進める上で丁寧かつ的確な御指導により、物理に関する様々な知識を得ることができました。助手の佐藤義輝氏には解析で悩んだときに相談にのって頂きました。理化学研究所の福田直樹氏には、物理に関することはもちろん、文章を書く上での表現の仕方や論理の組み立て方等、文章の書き方なども教えて頂きました。東京工業大学 旭・中村研究室、理化学研究所の皆様には日々の生活の様々な面で助けて頂きました。また、コラボレーターの皆様や加速器のオペレーターの方々等、実験に携わって頂いた方々に感謝致します。

## Collaborators(敬略称)

中村隆司<sup>A</sup>、福田直樹<sup>B</sup>、杉本崇<sup>A</sup>、三浦元隆<sup>A</sup>、青井考<sup>B</sup>、今井伸明<sup>B</sup>、久保敏幸<sup>B</sup>、小林俊雄<sup>C</sup>、五味朋子<sup>D</sup>、齋藤明登<sup>D</sup>、櫻井博儀<sup>E</sup>、下浦享<sup>F</sup>、D.Bazin<sup>G</sup>、長谷川浩一<sup>D</sup>、馬場秀忠<sup>D</sup>、本林透<sup>B</sup>、薬師寺崇<sup>C</sup>、柳澤善行<sup>B</sup>、米田健一郎<sup>B</sup>、渡辺極之<sup>C</sup>、渡辺裕<sup>H</sup>、石原正泰<sup>B</sup>

A: 東京工業大学、B: 理化学研究所、C: 東北大学、D: 立教大学、E: 東京大学、F: 東京大学原子核科学研究センター (CNS)、G: Michigan State University、H: 高エネルギー加速器研究所 (KEK)