

|         |   |
|---------|---|
| 氏名・(本籍) | すずき しんすけ<br>鈴木伸介  |
| 学位の種類   | 理 学 博 士   |
| 学位記番号   | 理博第1206号  |
| 学位授与年月日 | 平成3年3月28日   |
| 学位授与の要件 | 学位規則第5条第1項該当  |
| 研究科専攻   | 東北大学大学院理学研究科<br>(博士課程) 原子核理学専攻                              |
| 学位論文題目  | (e, e'n) 反応による <sup>13</sup> Cの巨大共鳴領域の研究                    |
| 論文審査委員  | (主査)<br>教 授 菅 原 真 澄            教 授 藤 平 力<br>助 教 授 斎 藤 悌 二 郎 |

## 論 文 目 次

- 第1章 序 論
- 第2章 <sup>13</sup>Cの巨大共鳴
- 第3章 測定装置
- 第4章 実験及びデータ解析
- 第5章 測定結果
- 第6章 議論および結論
- 謝 辞
- 参考文献
- 付録-1, 2
- 図表

# 論文内容要旨

## 序論

軽核では残留核の崩壊チャンネルが疎であることから崩壊準位の同定が比較的容易である。巨大共鳴は光核反応などにおいてよく研究されているが、巨大共鳴から多くの崩壊チャンネルが開かれたときに他の反応（電子散乱や  $(\gamma, p)$  との比較）によって崩壊チャンネルを類推することはあったが、残留核の高励起状態への崩壊を直接測定した例はない。

$^{13}\text{C}$  は準閉殻状態である  $^{12}\text{C}$  に valence nucleon として  $1p_{1/2}$  に中性子が 1 個ついた中性子過剰核であり、valence nucleon の振舞いを調べる上でよく用いられる原子核である。 $^{13}\text{C}$  は中性子の放出閾値が低く (4.95 MeV),  $^{12}\text{C}$  (18.7 MeV) と比較しても巨大共鳴領域 (20~25 MeV) に励起されたときに、崩壊可能な準位が多い。よって、励起エネルギーと崩壊チャンネルを測定することによって、巨大共鳴からの崩壊が直接または準直接過程によるものか、蒸発過程によるものかという知見を我々に与えることが出来る。またその角分布の測定によって、更に高次の多重極度の共鳴に関する情報を得ることが出来る。

これらを目的として入射エネルギー 129 MeV, 散乱電子角  $30^\circ$ , 励起エネルギー 10~28 MeV で  $^{13}\text{C}$  ( $e, e'n$ ) の測定を行った。

光核反応における  $^{13}\text{C}$  巨大共鳴の研究は終状態を決定しない  $(\gamma, n_{\text{total}})$ ,  $T <$  を選択的に励起し Isospin splitting の分離を見ることの出来る  $(\gamma, n_0)$ ,  $(\gamma, n_1)$  の測定などが行われている。 $(\gamma, n_{\text{total}})$  と  $(\gamma, n_0, 1)$  の比較を行うと、13 MeV 付近を中心としたピグミー共鳴は  $^{12}\text{C}$  の基底状態及び第 1 励起状態にほぼ均等に崩壊し、21 MeV を中心とした GDR はほとんど基底状態に崩壊するようにみられ、第 1 励起状態にはほとんど崩壊しない。各種反応の比較により、 $T <$  の巨大共鳴が 21 MeV を中心に、 $T >$  の巨大共鳴が 25 MeV を中心にし Isospin splitting が起こっていると考えることが出来る。

## 実験

実験は東北大学理学部附属原子核理学研究施設の 300 MeV 電子線加速器及びパルスビーム・ストレッチャーからのエネルギー 129 MeV の連続電子線を用いて行った。 $^{13}\text{C}$  の標的は、 $^{13}\text{C}$  粉末 (純度 99.2%) を圧縮器を用い約 27 t/cm<sup>2</sup> の圧力をかけて直系 22 mm の円形状に作製したものを用いた。厚さは 154 mg/cm<sup>2</sup> である。平均ビーム電流は 50~80 nA であった。

標的核により散乱された電子はスペクトロメータに入り運動量分析され、MWPC により位置検出される。MWPC の直後に配置されたプラスチックシンチレータと組み合わせられ S/N 比の向上が図られている。

中性子のエネルギーを決定するのに TOF (Time of Flight) 法を用いた。散乱電子を検出した時間と中性子を検出した時間の差をとり TOF を求める。検出器に NE213 液体シンチレータを用いた。NE213 液体シンチレータは  $\phi 180 \times 4100$  mm (2544 ml) の円筒型のアルミケース及

びガラス窓のケースに納められている。検出器の配置角度は54, 73, 79, 98, 104, 129, 154, 204, 234, 264°である。

プラスチックシンチレータの信号や MWPC の信号、中性子検出器の信号は高速回路系によって処理されデータ収集系により取り込まれ、磁気テープ (MT) に記憶される。現在のデータ処理系は NIM モジュールからのデータを CAMAC モジュール (ADC, TDC etc.) に入力しデジタル化し、CAMAC を通して EPSON'P C286VS'で読み取り、データを  $\mu$ -VAX II へ転送する。

実験時にオンラインで MT に取り込まれたリストデータは、各イベントについて各種の条件にしたがいゲートをかけられ真の同時計数イベントのみに選別される。

## 解析

ミッシングエネルギースペクトルの例を第 1 図に示す。ミッシングエネルギー  $E_m = 5$  MeV 付近にみられるピークが  $^{12}\text{C}$  の基底状態に対応し、9 MeV 付近, 17 MeV 付近, 20 MeV 付近のピークが  $^{12}\text{C}$  の励起準位 4.4 MeV ( $2^+$ ,  $T=0$ ), 12.7 MeV ( $1^+$ ,  $T=0$ ), 15.1 MeV ( $1^+$ ,  $T=1$ ) に対応している。これらの準位に崩壊してく中性子を各々  $n_0$ ,  $n_1$ ,  $n_4$ ,  $n_5$  と呼ぶ。  $E_m$  の高い領域 ( $E_m = 7$  MeV 以上) においては準位密度が高く、今回の測定のエネルギー分解能が 2 MeV 以上であることから各々のピークを分離することが困難であるが、そのうち 12.7 MeV ( $1^+$ ,  $T=0$ ) と 15.1 MeV ( $1^+$ ,  $T=1$ ) の準位に関してはピークを見いだすことが出来る。このミッシングエネルギースペクトルにより崩壊チャンネルの分離を行った。

Kleppinger らの理論式を用い電子散乱縦-横干渉成分を含めた興味ある物理量を ( $e$ ,  $e'n$ ) の角分布の実験点に対して  $\chi^2$  fitting の方法を用いて求める。今回の実験条件では、横成分の割合は縦成分に比して小さく、また E1 以外の多重極成分は小さいと考えられるので、横成分、縦成分の四重極子振動成分、縦-横干渉項成分のうちの四重極子振動成分及び双極子振動と四重極子振動の干渉成分は小さいと考え、( $e$ ,  $e'n$ ) 反応微分断面積  $d\sigma/d\epsilon d\Omega_e d\Omega_n$  は 5 つの物理量、すなわち縦 E1 成分  $|C_1(q, \omega)|^2$ , 縦-横 E1 干渉成分  $\text{Re}(C_1(q, \omega) T_1(q, \omega))$  および中性子放出角分布パラメータ  $b_1$ ,  $b_2$ ,  $b_3$  で表した。ここで、四重極子振動の情報は双極子振動との干渉成分  $\text{Re}(C_1 \cdot C_2)$  の形で  $b_1$ ,  $b_3$  に含まれている。このとき、反応微分断面積は次のようにかける。

$$d\sigma/d\epsilon d\Omega_e d\Omega_n =$$

$$b_0 \cdot \{1 + b_1 \cdot P_1(x) + b_2 \cdot P_2(x) + b_3 \cdot P_3(x) - c_2 \cdot P_2^1(x)\}$$

$$x = \cos\theta_n$$

である。ここで、 $b_0$ ,  $b_1$ ,  $b_2$ ,  $b_3$  および  $c_2$  は fitting parameter であり、

$$b_0 = \sigma_M \cdot |C_1(q, \omega)|^2$$

$$c_2 = 2 \sqrt{(1 + \tan^2 \theta_e / 2)} \cdot b_2 \cdot \text{Re}(C_1 \cdot T_1) / |C_1(q, \omega)|^2$$

である。得られた fitting parameter の例を第 2 図に示す。

## 論議

$T <$  の巨大共鳴のみを選択的に励起することの出来る  $^{12}\text{C}$  の  $T=0$  状態への崩壊を測定した  $(e, e'n_0) \sim (e, e'n_4)$  の結果と  $T <, T >$  共に可能な  $(e, e'n_5)$  の結果を見比べると、25 MeV 付近にある  $T >$  の巨大共鳴の領域からはほとんど  $^{12}\text{C}$  の  $T=0$  状態へは崩壊してはおらず、Isospin splitting が今回の実験においても確認された。 $T <$  と  $T >$  の GDR のエネルギー差は  $(e, e'n_4)$  と  $(e, e'n_5)$  のピークのエネルギー差と考えることができる。その値は約 2.7 MeV であり従来の測定結果と一致する。

$(\gamma, n_0)$  では 21.5 MeV を中心とした領域に巨大共鳴を観測することができる。巨大共鳴領域においては  $(\gamma, n_0)$  に見られる  $T <$  GDR の共鳴と  $(\gamma, n_{\text{total}})$  に見られる 21 MeV 付近のピークとはエネルギーが一致していない。よって差し引いたスペクトルには 2 つのピークが残る。このうち 21.1 MeV 付近の共鳴が  $n_4$  に、23.8 MeV 付近の共鳴が  $n_5$  であると考えることが出来る。このときそのピークの中心エネルギーは  $(e, e'n_4)$  と  $(e, e'n_5)$  のピーク的位置によく一致する。これは光核反応では巨大共鳴が崩壊準位 (0.0 MeV, 12.7 MeV, 15.1 MeV) によって 3 つの共鳴に splitting を起こしていることになる。

$^{12}\text{C}$  の 12.7 MeV ( $1^+, T=0$ ), 15.1 MeV ( $1^+, T=1$ ) の準位は  $(1p_{3/2}^{-1}, 1p_{1/2})$  の配位でかなりよく記述できる。これは  $^{13}\text{C}$  の  $1p_{3/2}$  から中性子が放出された状態と一致する。そこで  $^{13}\text{C}$  ( $e, e'n$ ) 反応によって芯である  $^{12}\text{C}$  の  $1p_{3/2}$  に空孔が生じ、 $1p_{1/2}$  に valence neutron がそのまま残っていたという模型を考えることが出来る。また  $^{12}\text{C}$  の巨大共鳴は  $T=1$  であり、この  $^{12}\text{C}$  の GDR ( $1^-, T=1$ ) と valence neutron の結合によって  $T=3/2$  と  $T=1/2$  の状態を作る。この状態からの中性子の放出を考えると、 $^{12}\text{C}$  の GDR と同様の放出機構であると考えられる。この模型では中性子  $1p_{3/2}$  からのみ放出されると考えてよい。valence neutron は中性子放出後も  $1p_{1/2}$  に残るため終状態は  $(1p_{3/2}^{-1}, 1p_{1/2})$  となり、 $^{12}\text{C}$  の 12.7 MeV, 15.1 MeV の配位と同じ状態となる。よって  $^{13}\text{C}$  ( $e, e'n_4$ ), ( $e, e'n_5$ ) の角分布は  $^{12}\text{C}$  ( $e, e'n_0$ ) の角分布と同様の傾向を示すと考えられる。 $^{13}\text{C}$  ( $e, e'n_4$ ), ( $e, e'n_5$ ) 及び  $^{12}\text{C}$  ( $e, e'n$ ) の Legendre 展開係数を第 3 図に示す。 $^{12}\text{C}$  ( $e, e'n$ ) はそのほとんどが  $^{11}\text{C}$  の基底状態に崩壊するので ( $e, e'n$ ) の断面積を ( $e, e'n_0$ ) の断面積と考えると、この 3 つの反応の fitting parameter は非常によく一致を示していることが分かる。また全断面積を反映する  $b_0$  の値は ( $e, e'n_4$ ) と ( $e, e'n_5$ ) の和が  $^{12}\text{C}$  ( $e, e'n$ ) にほぼ近い値を示す。これは  $^{12}\text{C}$  の GDR の反応断面積を  $T >, T <$  の GDR が分けあっていると考えられる。

さらに ( $e, e'n_4$ ), ( $e, e'n_5$ ) の断面積と光核反応の断面積の比較を行うと巨大共鳴領域にお

いては  $(e, e'n)$  反応の結果と光核反応の結果よい一致を示している。しかし  $(\gamma, n_0, 1)$  で見られる 21~22 MeV のピークが  $(e, e'n_0)$  では再現されない。

$T > \text{GDR}$  と  $T < \text{GDR}$  の強度比を  $(e, e'n_5)$  と  $(e, e'n_4)$  の強度比と仮定するならば、 $(e, e'n_4) : (e, e'n_5) = 1 : 1.82 \pm 0.21$  であった。これは殻模型を用いて計算された値 ( $1 : 1.902$ ) により一致を示す。

ピグミー共鳴は  $(e, e'n_0)$ ,  $(e, e'n_1)$  のスペクトルにのみ見ることが出来る。 $(e, e'n_0)$  は 12 MeV を中心に幅約 4 MeV,  $(e, e'n_1)$  では 14 MeV を中心に幅 4 MeV のピークがみられ  $(\gamma, n)$  の結果と一致している。光核反応の断面積と  $(e, e'n)$  の断面積の比較を行うとよい一致がみられる。しかし fitting parameter を比較した場合、必ずしも一致しているとは言えない。ピグミー共鳴が surface vibration と single-particle excitation との mixing によって生じると言われているために、角分布に対する解析の場合には G-T model の適用が必ずしも正しいわけではないことによると考えられる。

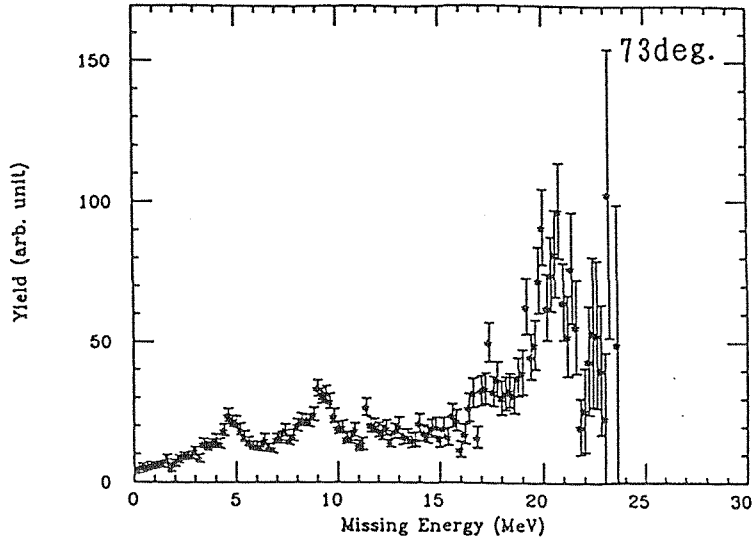
## 結論

$(e, e'n_0)$  では  $(\gamma, n_0)$  で顕著に表われていた  $T < \text{巨大共鳴}$  からの崩壊中性子がほとんど見られず、光核反応とは明らかな違いがみられた。

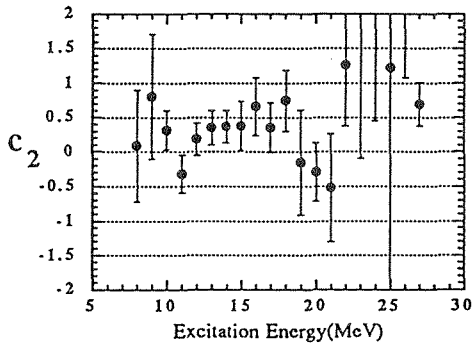
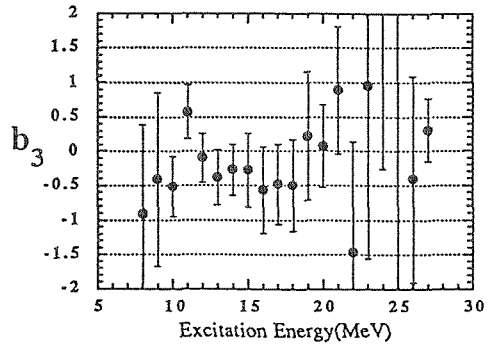
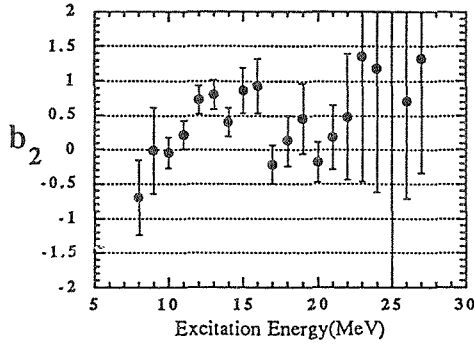
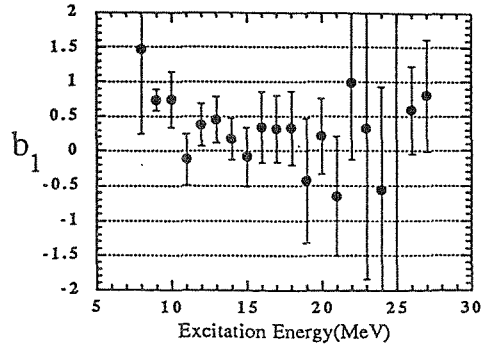
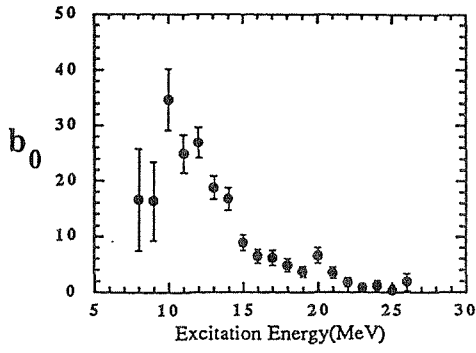
ピグミー共鳴領域の  $(e, e'n)$  反応は非常に大きな強度として観測できる。しかし、この領域においては仮想光子の縦成分が横成分に比してかなり大きく G-T model を用いた変換では  $(\gamma, n)$  の角分布を再現できなかった。

$T > \text{巨大共鳴}$  からの中性子は  $^{12}\text{C}$  の 15.1 MeV に、 $T < \text{巨大共鳴}$  からの中性子は 12.7 MeV に殆ど崩壊し、その断面積の比は  $T < : T > = 1 : 1.82 \pm 0.21$  であった。

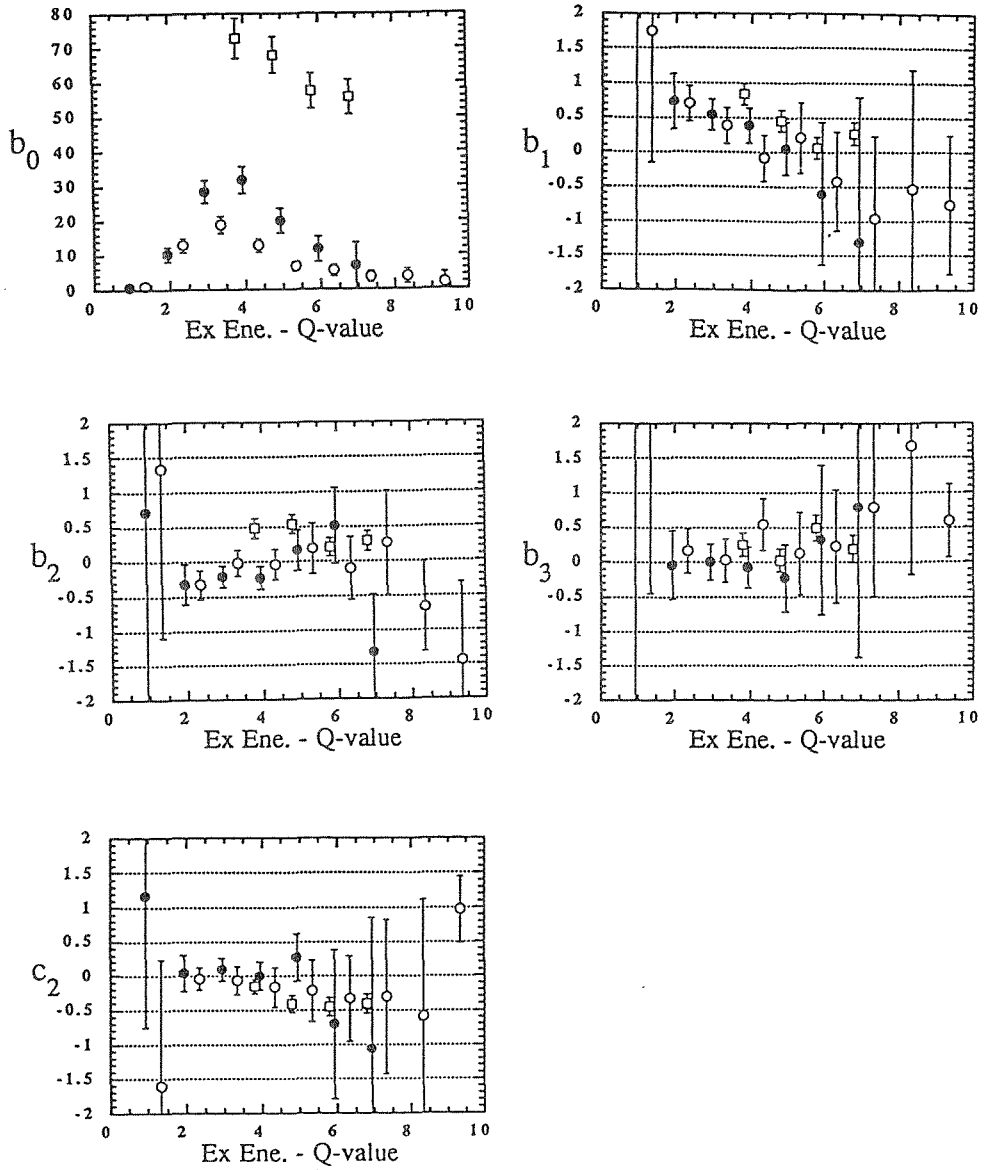
$^{13}\text{C}$   $(e, e'n_4)$  及び  $^{13}\text{C}$   $(e, e'n_5)$  を  $^{12}\text{C}$   $(e, e'n_0)$  のデータと比較することにより、 $^{13}\text{C}$  の巨大共鳴からの崩壊には valence neutron の寄与は小さく、芯である  $^{12}\text{C}$  からの崩壊中性子であると考えることが出来る。



第1図 73deg.におけるミッシングエネルギースペクトル。



第2図  $^{13}\text{C}$  ( $e, e'n$ ) の Legendre fitting parameter。



第3図  $^{13}\text{C}$  (e, e'n),  $^{13}\text{C}$  (e, e'n) 及び $^{12}\text{C}$  (e, e'n) の Legendre fitting parameter の比較。  
 横軸は各チャンネルの閾値からのエネルギー。  
 白丸は $^{13}\text{C}$  (e, e'n) ,黒丸は $^{13}\text{C}$  (e, e'n)  
 白角は $^{12}\text{C}$  (e, e'n)。



## 論文審査の結果の要旨

本研究は東北大学 150 MeV パルス・ストレッチャーからの連続電子線を用いて、(e, e'n) 反応の同時計数実験により<sup>13</sup>C の巨大共鳴領域を調べたものである。

本研究に於ける著者の係わった仕事及び主な成果を挙げると

- 1) (e, e'n) 反応の同時計数実験は、入射ビームが電子線であるために膨大な  $\gamma$  線のバックグラウンドを伴い、その中で電荷を持たない中性子を識別するために非常に難しい実験で、これ迄にイリノイ大学の実験が唯一である。著者は先ず 1 個の中性子検出器を用いて、バックグラウンドとなる中性子や  $\gamma$  線の効果的なシールド及び検出器前面に置く最適な吸収体を実験的に決定し、ついで<sup>12</sup>C (e, e'n) スペクトルの測定に成功した。
- 2) 更に中性子検出器を 5～6 台に拡張し、<sup>13</sup>C (e, e'n) 反応で角分布が取れることを示し、(e, e'n) 実験法を確立した。
- 3) (e, e'n) 同時計数実験は全く新しい実験なので高速回路系の設計やオンラインプログラムから解析プログラムまで多岐にわたって開発・製作を行った。
- 4) 本論文では<sup>13</sup>C (e, e'n) 反応によって、<sup>13</sup>C の巨大共鳴領域の中性子崩壊に於ける終状態を特定した。即ちピグミー共鳴からは<sup>12</sup>C の基底状態及び第 1 励起状態へ、T < 巨大共鳴からは 12.7 MeV (T=0) 状態へ、T > 巨大共鳴から 15.1 MeV (T=1) 状態への中性子崩壊を明らかにした。T < 巨大共鳴は ( $\gamma$ , n) 反応では基底状態に崩壊しているのに対して、(e, e'n) 反応では基底状態への崩壊は小さく、大部分が 12.7 MeV 状態に崩壊しており、光核反応と明らかな違いを示している。
- 5) 終状態の情報から<sup>13</sup>C の巨大共鳴について、初めて T < と T > 成分とに分離した。得られた T < と T > との断面積比 1 : 1.82 ± 0.12 は理論値との良い一致をみた。
- 6) <sup>12</sup>C (e, e'n) 反応の微分断面積及び角分布との比較から、<sup>13</sup>C の巨大共鳴は<sup>13</sup>C の芯である<sup>12</sup>C の E1 巨大共鳴とバレンス中性子とが結合した状態として理解できることを示した。

以上の如く本論文は著者が自立して研究活動を行うに必要な高度の研究能力と学力を有することを示しており、よって鈴木伸介提出の論文は理学博士の学位論文として合格と認める。