

氏名・(本籍)	はや かわ けん 早 川 建
学位の種類	理 学 博 士
学位記番号	理博第 561 号
学位授与年月日	昭和 53 年 3 月 24 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 (博士課程)原子核理学専攻
学位論文題目	電子散乱による $f_0$ 殻核の低励起準位の 研究
論文審査委員	(主査) 教 授 鳥 塚 賀 治      教 授 吉 田 思 郎 助 教 授 小 山 田 正 幸

## 論 文 目 次

### 第一章 序

### 第二章 散乱理論

- Ⅱ-1 ボルン近似
- Ⅱ-2 転移電荷分布
- Ⅱ-3 部分波展開方法
  - i) 弾性散乱
  - ii) 非弾性散乱

### 第三章 実験装置

- Ⅲ-1 加速器
- Ⅲ-2 エネルギー圧縮装置 (ECS)
- Ⅲ-3 ビームトランスポート系
- Ⅲ-4 スペクトロメーター
- Ⅲ-5 SSD及びPHS

Ⅲ-6 電流モニター

- i) フェラデーカップ
- ii) 二次電子モニター (SEM)

Ⅲ-7 データ処理装置

第四章 実験方法

Ⅳ-1 実験条件

Ⅳ-2 データ処理

- i) 検出器系の相対的計数効率
- ii) 数え落しの補正
- iii) データ編集
- iv) 輻射補正

Ⅳ-3 ピーク分離

Ⅳ-4 散乱断面積及び形状因子

第五章 集団運動模型

V-1 Gneuss - Greiner 模型

V-2 電子散乱への応用

第六章 結果及び議論

Ⅵ-1 弾性散乱

Ⅵ-2 非弾性散乱

- i)  $2^+$ 準位
- ii)  $4^+$ 準位

Ⅵ-3 ま と め

付 録 行列要素の計算

A-1 状態の分類

A-2 行列要素の計算

付 表

謝 辞

参考文献

# 論文内容要旨

## 序

原子核の低励起準位に現われる集団運動様式には、回転的なものと、振動的なものが考えられる。我々が研究した  $f_p$  殻領域の核は一般に球形で、振動的な運動様式を持つと考えられている。しかしこれらの核のスペクトルを見ると、4重極振動の2フォノン準位に相当する  $0^+$ ,  $2^+$ ,  $4^+$  準位(純粋な2フォノン準位なら縮退する)が分岐して現われている等、純粋な振動核とは考えにくい。中性子数  $N=28$  の中性子閉殻核と、その周辺の核とを比べてみると、明らかに異なるスペクトルを示しており、特に  $2^+$  の第1励起準位の励起エネルギーは中性子閉殻核の方が系統的に高くなっている。また同じ中性子閉殻核でも、陽子数の違いにより異なったスペクトルを示している。これらは、陽子数あるいは中性子数の増減にともなう集団運動様式の変化として捉えることができる。

このような、原子核の集団運動的振舞いを理解するために  $f_p$  殻核,  $^{48}\text{Ti}$ ,  $^{52}\text{Cr}$ ,  $^{54}\text{Fe}$ ,  $^{56}\text{Fe}$  について電子散乱実験により、その低励起準位の研究を行った。

電子散乱は強い相互作用をする粒子(陽子, 中性子,  $\alpha$  粒子, 重イオン等)の散乱と異り、その相互作用(電磁相互作用)が良く判っており、また多段階過程をほとんど含まないために、核構造を研究する手段として優れている。さらに、同一の準位を異なる運動量移行量で励起できるなど、 $r$  線を使った実験と比べて、核の波動関数についてより多くの情報を得ることができる。

実験の解析には核子数の変化にともなう運動様式の変化を記述することのできる Gneuss - Greiner の集団運動模型を使った。

## 散乱理論

電子散乱の散乱断面積はボルン近似を用い、電子の質量および核の励起エネルギーを無視した近似で、次のように書かれる。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{Z\sigma_M}{1 + \frac{2E_1}{Mc^2} \sin^2 \frac{\theta}{2}} \left\{ \sum_{J=0}^{\infty} |F_J^L(q)|^2 + \left(\frac{1}{2} + \tan^2 \frac{\theta}{2}\right) \sum_{J=0}^{\infty} |F_J^T(q)|^2 \right\} \dots (1)$$

ここで、 $E_1$  は入射電子エネルギー、 $M$ ,  $Z$  はターゲット核の質量及び電荷、 $\theta$  は散乱角、 $q$  は運動量移行量である。 $\sigma_M$  はスピンゼロの単位電荷による散乱断面積で、次のようなものである。

$$\sigma_M = \frac{\alpha^2 \cos^2 \frac{\theta}{2}}{4 E_1^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}}$$

また、 $F_J^L(q)$ ,  $F_J^T(q)$  はそれぞれ縦成分形状因子、及び横成分形状因子である。集団運動的励起に対しては、 $F_J^T(q)$  は  $F_J^L(q)$  に比べて小さいので、今回の解析ではこれを無視すること

にした。次に、演算子 $\hat{M}_{JM}^L(q)$ を以下のように定義する。

$$\hat{M}_{JM}^L(q) \equiv \int j_J(qx) \hat{\rho}_{JM}(r) r^2 dr \dots\dots\dots (2)$$

ここで $j_J$ は球ベッセル函数、 $\hat{\rho}_{JM}(r)$ は電荷分布演算子である。核の始状態及び終状態の波動函数をそのスピンを指標として $|J_i\rangle$ 、 $|J_f\rangle$ と書くと $F_J^L(q)$ は次のように書かれる。

$$\begin{aligned} F_J^L(q) &= \frac{1}{Z\sqrt{2J_i+1}} \langle J_f || \hat{M}_J^L || J_i \rangle \\ &= \frac{1}{Z\sqrt{2J_i+1}} \int j_J(qx) \langle J_f || \hat{\rho}_J || J_i \rangle r^2 dr \dots\dots\dots (3) \end{aligned}$$

電荷分布演算子の行列要素 $\langle J_f || \hat{\rho}_J || J_i \rangle$ を転移電荷分布と呼ぶ。電子散乱から得られる情報はすべてこの転移電荷分布に集約される。

## 実験装置

実験は東北大核理研の300 MeV電子線型加速器を用いて行った。この加速器は最高電子エネルギー300 MeVまで加速でき、原子核の実験をはじめ、物性物理、放射化学、医学等の研究に利用されている。

実験装置は加速器本体、エネルギー圧縮装置(ECS)、ビームトランスポート系、散乱槽、スペクトロメーター、線量モニター等から成る。ビームのエネルギー精度は約0.1%、スポットの大きさはターゲット上で2~3 mmになるように調整した。ビーム強度はECS設置前は2~3  $\mu$ A、設置後は10~15  $\mu$ Aとなった。線量の測定は二次電子モニタ及びフェラデーカップにより行った。ターゲットで散乱された電子はスペクトロメーターによりエネルギー分析され、焦点面上におかれたSSDによって検出される。SSDからの信号はオンラインで計算機に読み込まれるようになっている。

## 実験方法

実験に使用したターゲットは $^{48,50}\text{Ti}$ 、 $^{52}\text{Cr}$ 、 $^{54,56}\text{Fe}$ の、いずれも金属板で、 $\sim 50 \text{ mg/cm}^2$ の厚さのものである。実験を行った時の入射電子エネルギー及び散乱角は、180~250 MeV、 $30^\circ \sim 100^\circ$ である。

得られたデータに計数効率の補正、輻射補正を行い散乱断面積、形状因子を求めた。

## 集団運動模型

我々は今回の実験の解析に当って、陽子数あるいは中性子数の変化にともなう集団運動様式の変化を統一的に捉えるためにGneuss-Greinerの集団運動模型を使った。この模型は液滴模型の調和振動子ハミルトニアンにポテンシャル及び運動エネルギーの非調和項を加えたものであ

る。今回の解析では簡単のため、運動エネルギーの非調和項はすべて無視することとした。このときハミルトニアンは、 $\alpha$  を集団座標で2階の既約テンソル、 $\pi$  を $\alpha$  に共役な運動量とすると、次のように書かれる。

$$H = P_2 [ \pi \times \pi ]^{(0)} + C_2 L_2 + C_3 L_3 + C_4 L_2^2 + C_5 L_2 L_3 + C_6 L_3^2 + D_6 L_2^3 \quad (4)$$

$$L_2 = [ \alpha \times \alpha ]^{(0)}, \quad L_3 = [ \alpha \times \alpha \times \alpha ]^{(0)} \quad (5)$$

このハミルトニアンについて五次元調和振動子のハミルトニアン

$$H_0 = P_2' [ \pi \times \pi ]^{(0)} + C_2' L_2 \quad (6)$$

の固有函数系で行列表現を作り、これを対角化することにより、固有値及び固有函数が得られる。ハミルトニアン(6)は角運動量2の表面振動を記述するので、ハミルトニアン(3)の固有函数は4重極振動の様々なフォノン数の状態の線型結合として表現される。我々はこの模型の計算コードを作成し、解析の対象とした核のスペクトル及び $2^+$ の第一励起準位への転移確率の計算値が実験値を再現するように、ハミルトニアン(4)のパラメータ $P_2$ 、 $C_2 - D_6$ を決め、波動函数を求めた。

この模型では電荷分布演算子は次のようになる。

$$\begin{aligned} \hat{\rho}_L(r) = & \sqrt{4\pi} \delta_{L0} \rho(r-c) - c (\alpha \delta_{L2} + \sqrt{4\pi} \alpha_{00} \delta_{L0}) \rho'(r-c) \\ & + \frac{c^2}{2} \left[ \frac{5}{\sqrt{4\pi}} \begin{pmatrix} 2 & 2 & L \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} [ \alpha \times \alpha ]^{(L)} + 2 \alpha_{00} \alpha \delta_{L2} \right. \\ & \left. + \sqrt{4\pi} \alpha_{00}^2 \delta_{L0} \right] \rho''(r-c) - \dots \quad (7) \end{aligned}$$

ここで $\alpha_{00}$ は単極子振動に関する量で、体積保存の要請から現われる項である。分布 $\rho(r-c)$ の型として2-パラメータフェミル型を用い、弾性散乱の解析からそのパラメータの値を求めた。

## 結果及び議論

前記の模型による計算から今回扱った核はすべて三軸非対称に変形しているが、 $^{56}\text{Fe}$ は葉巻型変形に近く、 $^{50}\text{Ti}$ はパンケーキ型の変形に近いことが判った。

計算によって得られた波動函数及び電荷分布演算子(7)から各準位の形状因子を計算し、電子散乱実験から得られたものと比較した。その結果、 $2^+$ 準位への転移の形状因子は絶対値、運動量移行量 $q$ 依存性とも実験値を良く再現した。 $2^+$ 準位については $q$ 依存性は良く再現したが、絶対値の再現性はあまり良くなかった。 $4^+$ 準位は $^{56}\text{Fe}$ を除いて全く再現できなかったが、これはこの模型のように4重極振動のフォノンだけを考えているのでは説明できない準位のあることの一例である。この $4^+$ 準位については、16重極振動のフォノンを考え、この1フォノン準位と、4重極振動のフォノンから作られる状態が混った準位と考えれば説明できることが判った。 $^{56}\text{Fe}$ の $4^+$ 準位は、4重極振動のフォノンだけを考えればよいことが判った。

## 論文審査の結果の要旨

早川建提出の論文は、 $f_p$  殻核  $^{48}\text{Ti}$ ,  $^{50}\text{Ti}$ ,  $^{52}\text{Cr}$ ,  $^{54}\text{Fe}$ ,  $^{56}\text{Fe}$  についてその低励起準位を研究したものである。これ等の核は、従来、球形で振動的運動様式を持つとされていた。然しながら、その示すエネルギー準位は純粋な振動核のとはずれており、しかもそのパターンはこれ等の核間でも著しく相違している。これは  $f_p$  殻の中性子数あるいは陽子数の変化に基づくものであると考えることができる。本論文においては、これ等の  $f_p$  殻核について電子散乱の実験を行ない、特に 4 重極振動フォノンによるとみられる  $2^+_{11}$ ,  $2^+_{22}$ ,  $4^+_{11}$  準位等について電気的形状因子を測定した。

本論文の解析においては、中性子数、陽子数による運動様式を统一的に捉えるために、Geneus-Greiner の集団運動模型を使った。この模型によるハミルトニアンは数個のパラメータを含んでおり、その値はエネルギー準位と  $0^+_{11} \rightarrow 2^+_{11}$  への遷移確率の実験値から決めることができる。電荷分布演算子は弾性散乱の実験から決めている。

この模型による計算から以上に述べた核はすべて三軸非対称の変形をしており、そのなかで  $^{56}\text{Fe}$  は葉巻型の変形に近く、 $^{50}\text{Ti}$  はパンケーキ型の変形に近いことがわかった。

計算により得られた波動関数および電荷分布演算子を用いて各準位の形状因子を計算し、電子散乱の実験結果と比較した。それによると、 $2^+_{11}$  準位の形状因子の絶対値、 $q$  依存性は実験値をよく再現している。 $2^+_{22}$  準位は  $q$  依存性を再現するが絶対値は一致しない。 $4^+_{11}$  準位は  $^{56}\text{Fe}$  を除いて実験値と全く一致しない。これについては、16 重極振動のフォノンと 4 重極フォノンの混った準位を考えれば説明することができる。

従来、 $f_p$  殻核の低励起準位は説明し難いものと考えられてきたが、本論文においてはそれを统一的に解釈することを試み、一応成功しており、我々の原子核に対する理解を一步前進させたものであると評価することができる。

本論文は、自立して研究活動を行なうに必要な高度の研究能力と学識を有することを示しており、よって、早川建提出の論文は理学博士の学位論文として合格と認める。