

氏名・（本籍）	えの 榎	もと 本	あつ 收	し 志
学位の種類	理	学	博	士
学位記番号	理博第	603	号	
学位授与年月日	昭和54年3月27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	$^{51}\text{V}$ と $^{93}\text{Nb}$ における $180^\circ$ 電子散乱			
論文審査委員	（主査） 教授 鳥塚 賀治 教授 石松 敏之 助教授 小山田 正幸			

## 論 文 目 次

- 第1章 実験及び理論の概説
- 第2章  $180^\circ$  散乱実験装置
- 第3章 ビーム光学
- 第4章  $180^\circ$  散乱実験方法及びデータの解析
- 第5章 電子散乱理論
- 第6章 議論及び結論

# 論文内容要旨

## 第1章 実験及び理論の概説

原子核の磁気能率は第0近似としてスピンの0に組んだ芯のまわりをまわる単一核子のスピンによると考えられる(単一粒子模型)。しかし更に詳しく調べていくといくつかの核子で核のスピンを構成すると考える配位混合や核内の $\pi$ 中間子電流の効果が現われ、これらの効果の原因となる核力の性質を調べる上で格好の材料になりうる。

電子散乱は核と電子の電磁相互作用によるため理論的に扱いやすく、又電子から核への運動量移行を変えながら散乱断面積を測定することによって核の構造に関する情報即ち形状因子が得られる。電子の原子核による散乱微分断面積は核の電荷による寄与と磁気能率(電流)による寄与とからなる：
$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{charge}} + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{magnetic}}$$
。従って本論文の如く、磁気能率に関する情報のみを得たい場合には、電荷による散乱の寄与を区別するための実験的なむずかしさが一方で存在する。

磁気双極子能率は核磁気共鳴法で詳しく実験されてきた。そして単一粒子模型を第0近似とし、配位混合や中間子電流効果を考慮する理論的手法が定性的に有効であることがわかっている。しかし、核力の性質に至るまで定量的な解明がされてはいない。電子散乱では核磁気多重極能率の測定が可能になり、この解明のためより多くの情報を与えることが予想される。

電子散乱による研究は入射電子エネルギー100 MeV以下の180°散乱でM1形状因子を測定するか200 MeV 150°程度の後方散乱でM7, M9など高次の磁気多重極形状因子\*を測定するのが殆んどであった。又電荷散乱の寄与の差し引きのための実験誤差がデータの精度を悪くしていた。

東北大学理学部付属原子核理学研究施設(以下核理研)では入射電子エネルギー80~250 MeV, ビーム強度平均10~20  $\mu$ A(分解能0.2%)の電子リニアックと180°散乱実験装置によって①M1~M9の幅広い領域にわたる形状因子の測定, ②電荷散乱の寄与を小さく抑え磁気形状因子の測定精度向上に成功した。

特に本論文では核理研ではじめて180°散乱実験に成功し確立したこと、 $^{51}\text{V}$ のM3, M5,  $^{93}\text{Nb}$ のM7形状因子が単一粒子模型より相当小さいことを発見したことに意義があり、その点を中心に述べた。

## 第2章 180°散乱実験装置

実験は核理研300 MeV電子線形加速器を用いて行なわれた。しかし、180°散乱実験の目的の

\* 磁気能率の多重極分布に関する情報を与える因子。

ため、通常散乱角 ( $25^\circ < \theta_{\text{scatt}} < 155^\circ$ ) 用の散乱槽はとりはずし、円形電磁石などに置きかえる (図 1)。

運動量解析された平均強度  $10 \mu\text{A}$  前後の電子線が円形電磁石によって水平方向に  $15^\circ$  偏向されて標的に入射する。標的で  $180^\circ$  散乱された電子は再び円形電磁石で  $15^\circ$  逆に曲げられ、二重収束型スペクトロメータに入り垂直方向に曲げられて運動量が解析された後、3 層同時計数の Si(Li) 半導体検出器で検出される。標的を通過したビームはダンプ用電磁石で元のビームラインと平行になる様に  $15^\circ$  曲げられ後方のトンネル内に捨てられる。

$180^\circ$  散乱では入射電子と散乱電子を分離するため以上の様に電磁石が介在する。従って電子軌道を可能な限り正確に決めることが実験上のポイントになる。先ず入射電子は 2 組の位置検出用標的 (BPM) とその上流にある 2 組計 4 個 (X, Y 方向) のステアリングコイルによって規定の軌道を入射する。又標的上のビームポジションもモニターされている。標的は 7 種類が遠隔制御による駆動装置で交替される。7 種のうち一つはビーム位置検出用で時々チェックしている。

入射電子線量はトロイダルコアモニタで測定されている。

実験装置の組立ては実験室内のマークを利用し、トランシット水準器を用いて行なった。組立て精度の実験的チェックは後章で述べる。

$180^\circ$  散乱では通常散乱角実験時 (816 mm) より標的的位置がスペクトロメータに対して遠くなる (916 mm)。従って散乱電子が検出器上で焦点を結ばなくなる。これに起因するスペクトラムのボケを実験的に確かめたが、弾性散乱ピーク ( $^{12}\text{C}$ ,  $E_0 = 150 \text{ MeV}$ ) は FWHM で  $0.16\% \rightarrow 0.2\%$  に悪くなった。これは S/N 比を悪くし好しくないが当面の実験は可能なことがわかった。

### 第 3 章 ビーム光学

実験の誤差を一次のマトリックス計算によるビーム光学で検討した。水平及び垂直方向の二重収束スペクトロメータは散乱電子の源 (収束系に対する物点) との距離が 816 mm のとき検出器上に焦点を結ぶ (図 2)。  $180^\circ$  散乱では対物距離が長くなり検出器上で像はボケる。標的上の散乱電子源が点であるとして計算するとこのボケは直径約 4 mm である。散乱電子の運動量を解析する垂直方向のボケはスペクトラムの半値幅を広げ悪くするだけだが、水平方向については検出器の幅が 10 mm であるため像が 3 mm 以上 (水平方向に) ずれると散乱電子が検出器からはずれはじめる。物点\*の有限な広がりや、標的中心からのずれは、像の検出器 (通常散乱角時の集点面) での位置やボケの大きさをかえる。実験上の様々な要因 - ビームスポットの大きさ、位置、円形磁石の磁場の変化 - についてこの問題を検討した。全体的に散乱電子源を中心から半径約 3 mm 以内におさめることが重要である。

\* ビームスポット

#### 第 4 章 180° 散乱実験方法及びデータの解析

実験は①入射ビームラインを正しく調整する ②入射ビームが15°偏向されて標的中心に当るよう円形電磁石の磁場を合わせる ③スペクトロメータの設定角  $\theta_{LDM}$  (図 1 参照) を計算してこれに合わせる ④スペクトロメータの磁場を適当に合わせて計数を行なう、等の点を中心にする。③のチェックは実験的に行なった。 $\theta_{LDM}$  が適切でないと散乱電子がスペクトロメータに垂直に入らなくなる。そこで弾性散乱の場合は  $^{51}\text{V}$ 、非弾性散乱では  $^{12}\text{C}$   $E_x = 15.1 \text{ MeV}$  レベルにおいて入射運動量  $80.84 \text{ MeV}/c$  の電子の散乱計数をスペクトロメータを回転させ  $\theta_{LDM}$  を変えながら測定し、その計数が最大のところが正しい  $\theta_{LDM}$  の位置であるとすればよい。弾性散乱 ( $\theta_{LDM} - 150^\circ$ )、非弾性散乱 ( $\theta_{LDM} - 146^\circ$ ) のいずれの場合も計算による予想点で計数が最大になった。

$180^\circ - \xi^\circ$  散乱の実験は直接は必要ないが、逆に  $180^\circ$  散乱の正確な設定を求めるために利用された。この実験は円形電磁石を図 1 の矢印の方向に前後に動かすことによって行なう。こうすると  $\xi^\circ$  だけ散乱角が  $180^\circ$  からずれた散乱電子がスペクトロメータに垂直に入射するようになる。そして電荷散乱の寄与が急激に ( $\propto \xi^2$ ) 増加していく。従って  $^{51}\text{V}$  と  $^{52}\text{Cr}$  の標的と入射運動量  $80.84 \text{ MeV}/c$  の電子を用いて、弾性散乱の計数を測定し、円形電磁石を矢印の方向に動かしてこの計数が最小になる位置が  $180^\circ$  散乱の位置であるとした。

実験に際しては標的の厚さに注意した。①散乱立体角の有限な広がりに対して標的による散乱電子の多重散乱角の平均値が大きくなること。②実験標的  $^{51}\text{V}$  とその電荷散乱差し引き用標的 (スピン 0)  $^{52}\text{Cr}$  との間で多重散乱の寄与があまり変わらないように厚さを揃えることである。使用した標的は  $^{51}\text{V}$  ( $33 \text{ mg}/\text{cm}^2$ )  $^{52}\text{Cr}$  ( $48 \text{ mg}/\text{cm}^2$ )  $^{93}\text{Nb}$  ( $53 \text{ mg}/\text{cm}^2$ )  $^9\text{Be}$  ( $129 \text{ mg}/\text{cm}^2$ )  $^{12}\text{C}$  ( $106.7 \text{ mg}/\text{cm}^2$ ) である。 $^9\text{Be}$  と  $^{12}\text{C}$  はデータ規格化の為の参考標的である。

データは  $^{51}\text{V}$  については入射電子運動量  $80.84, 97, 112, 140, 160, 178.4, 215, 229 \text{ MeV}/c$  の 8 点,  $^{93}\text{Nb}$  については  $140, 160 \text{ MeV}/c$  の 2 点とった。電子運動量の低い 3 点については  $^{52}\text{Cr}$  を同時に測定して、 $^{51}\text{V}$  の電荷散乱を見積り、データの規格化は  $^{12}\text{C}$   $E_x = 15.1 \text{ MeV}$  ( $M 1$ ) レベルの散乱を測定して行なった。運動量の高い 5 点については  $^9\text{Be}$  の弾性散乱の測定をして行なった。

実験データの解析は①検出器のチャンネル毎の計数効率のばらつきの補正②バックグラウンドの差し引き③輻射補正④データ絶対値の規格化を主な内容とする。③の輻射補正は、標的物質中のどの深さの位置で散乱されるかによってエネルギー損失が異なること。ビームが標的物質以外に散乱槽の窓、スペクトロメータの窓、両者の間の空気でもエネルギー損失すること。ビームのエネルギー幅とスペクトロメータでの収束位置のずれによるスペクトルの幅の 3 点を特に考慮した。④について説明する。実験が十分に行なわれていて散乱微分断面積 ( $d\sigma/d\Omega$ )<sub>s</sub> のよく知られた散乱の計数  $Y_s$  を測定する。この時の入射線量  $N_e$  と標的個数  $N_t$  はわかっている。そうすれば、こ

の実験の有効な立体角  $\Delta \Omega_{\text{eff}}$  は、 $\Delta \Omega_{\text{eff}} = Y_s / \left\{ \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_s \cdot N_e \cdot N_t \right\}$  で求められる。従って求め

たい散乱断面積は  $\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right) = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_s \frac{Y/N_e}{(Y/N_e)_s} \cdot \frac{N_t^s}{N_t}$  で与えられる。

80.84, 97, 112 MeV/c の入射電子運動量の実験では  $^{12}\text{C}$  Ex = 15.1 MeV レベルへ核を励起する非弾性散乱、140, 160, 178.4, 215, 229 MeV/c では  $^9\text{Be}$  での弾性散乱によって  $^{51}\text{V}$ ,  $^{93}\text{Nb}$  の散乱微分断面積を規格化した。こうして  $^{51}\text{V}$  については運動量移行で 8 点、 $^{93}\text{Nb}$  では 2 点のデータが得られた。

## 第 5 章 電子散乱理論

平面波ボルン近似で  $180^\circ$  電子散乱の微分断面積は

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_c = R \cdot (m_e^2 c^4 / \epsilon_1 \epsilon_2) (q_\mu^4 / q^4) |F_c(q)|^2$$

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_m = R (|F_{\text{TE}}|^2 + |F_{\text{TM}}(q)|^2)$$

と書ける。ここで  $R = (Ze^2 / 2\epsilon_1)^2 / (1 + (2\epsilon_1 / M_T c^2))$ ,  $Ze$ ,  $M_T c^2$  は核の電荷と静止質量,  $\epsilon_1$ ,  $\epsilon_2$ ,  $m_e c^2$  は電子の入射, 散乱運動量, 静止質量である。

$q_\mu^2 = q^2 - \omega^2$  ( $\omega = \epsilon_1 - \epsilon_2$ ) で,  $q^2 = (2E/\hbar c) \sin^2 \frac{\theta}{2}$  は電子から核への運動量移行である。

又,  $|F_c(q)|^2$ ,  $|F_{\text{TM}}(q)|^2$  は核の電荷及び磁気形状因子である。電気形状因子  $|F_{\text{TE}}(q)|^2$  は本論文の実験には関与しない。

$$|F_c(q)|^2 = \frac{4\pi}{Z^2} \sum_f \frac{|\langle J_f | \hat{M}_f^{\text{coul}} | J_i \rangle|^2}{2J_i + 1}$$

$$|F_{\text{TM}}(q)|^2 = \frac{4\pi}{Z^2} \sum_f \frac{|\langle J_f | \hat{T}_f^{\text{mag}} | J_i \rangle|^2}{2J_i + 1}$$

で,  $\hat{M}_f^{\text{coul}}$ ,  $\hat{T}_f^{\text{mag}}$  は電子散乱の多重極演算子,  $J_i$ ,  $J_f$  は核の始及び終状態の全スピンである。本論文で比較に用いた理論は、単一粒子模型と配位混合理論である。単一粒子模型では、原子核の波動関数  $|J_i\rangle$ ,  $|J_f\rangle$  として  $^{51}\text{V}$  では  $1f7/2$ ,  $^{93}\text{Nb}$  では  $1g9/2$  の単一粒子波動関数 (調和振動子型) を用いる。但し,  $^{93}\text{Nb}$  の場合は  $d5/2$  軌道の 2 つの中性を考慮した計算が必要である。配位混合の計算は青山学院大学理工学部の有田浩三氏により行なわれた。一次の摂動計算で非摂動項は単一粒子波動関数, 摂動項は,

$V = V_0 (W + M p^x + B p^y + H p^z) e^{-(r/r_0)^2}$  ( $V_0 = -40$  MeV,  $\lambda = r_0/\sqrt{2}$ ,  $b = 0.6$ ,  $b$ : 調和振動子波動関数の oscillator length parameter) の型のポテンシャルと調和振動子型波動関数を用いて計算する。配位は  $r$  線励起からの類推により  $(J+1)\hbar\omega$  までの可能な全ての粒子-空孔状態をとる。又  $W$ ,  $M$ ,  $B$ ,  $H$  の値は Serber 型 ( $W=M=0.5$ ,  $B=H=0$ ) と Rosenfeld 型 ( $W=-0.13$ ,  $M=0.93$ ,  $B=0.46$ ,  $H=-0.26$ ) を用いた。

単一粒子模型，配位混合のいずれの計算も平面波ボルン近似なので，歪曲波の効果を考慮するため，実験値を  $q_{\text{eff}}$  でプロットする。この  $q_{\text{eff}}$  は平面波ボルン近似と歪曲波ボルン近似の理論計算の形状因子のピークを比較してきめる。即ち後者を  $q_{\text{eff}}$  でプロットすれば前者に重なるように  $q_{\text{eff}}$  を決める。

$$q_{\text{eff}} = q \left( 1 + f_{M\lambda} \frac{Ze^2}{RE} \right)$$

の形のものを用いて，多重極  $M\lambda$  毎に係数を決めてやる。

## 第 6 章 議論及び結論

データの信頼性を先ず議論する。第 4 章に述べた様にデータの規格化の為の実験 ( $^{12}\text{C}$ ,  $^9\text{Be}$  を用いた) によって有効立体角を求めたがこの有効立体角のばらつきが  $\pm 10\%$  程度ある。これは装置等による実験誤差の目安となるものである。電荷散乱の寄与は入射電子運動量の低い方から順に 23.2, 6.7, 9.6 % であり，それ以上の高い運動量では統計誤差に対して問題にならない程の大きさである。統計誤差は 7.4 % ~ 21.8 % の間である。

単一粒子模型及び配位混合理論と実験データとの比較を図 3 に示す。 $^{51}\text{V}$ ， $^{93}\text{Nb}$  のいずれの場合も単一粒子模型と  $M3 \sim M5$  ( $^{51}\text{V}$ )， $M7$  ( $^{93}\text{Nb}$ ) の付近のデータとの一致は最初に述べた誤差を考慮しても良くない。配位混合の計算は  $M3$  付近 ( $q_{\text{eff}} \cong 1 \text{fm}^{-1}$ ) では一致が良いが， $q_{\text{eff}}$  がそれより大きくなると Serber 型は Rosenfeld 型に比べてかなり小さな値をとる。本論文の実験データとの一致で言えばやや Rosenfeld 型が高い  $q_{\text{eff}}$  のところで良い。しかし， $q_{\text{eff}}$  の高い，最高次の多重極磁気形状因子には  $\pi$  中間子電流の効果がかなり強く効いてくるという計算結果が東大の鈴木俊夫氏によって示されており更に詳しい計算が必要である。

結論をまとめる

- ① 実験データは  $\pm 7 \sim 20\%$  の統計誤差の他に  $\pm 10\%$  程度装置のふらつきによる誤差をもちうる。
- ②  $^{51}\text{V}$  では  $M3$ ， $M5$ ， $^{93}\text{Nb}$  では  $M7$  形状因子が単一粒子模型の値よりも実験誤差を超えて小さい。
- ③ これは配位混合の計算によって定性的によく説明される。 $^{51}\text{V}$  の  $M3$  では定量的にもかなり良い一致を示す。
- ④ 高い  $q_{\text{eff}}$  のところでは， $\pi$  中間子電流の効果も考慮した更に精密な理論計算が重要である。

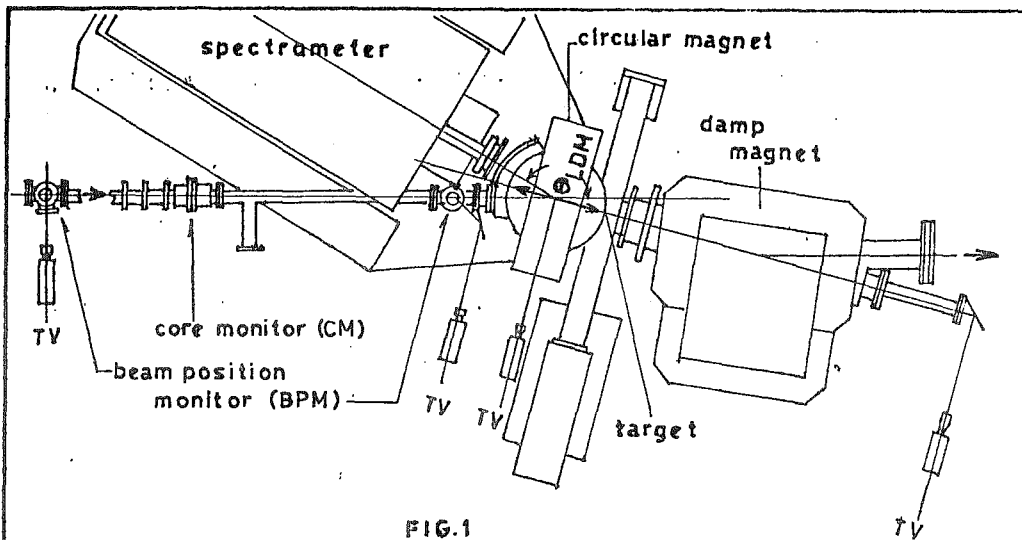


FIG. 1

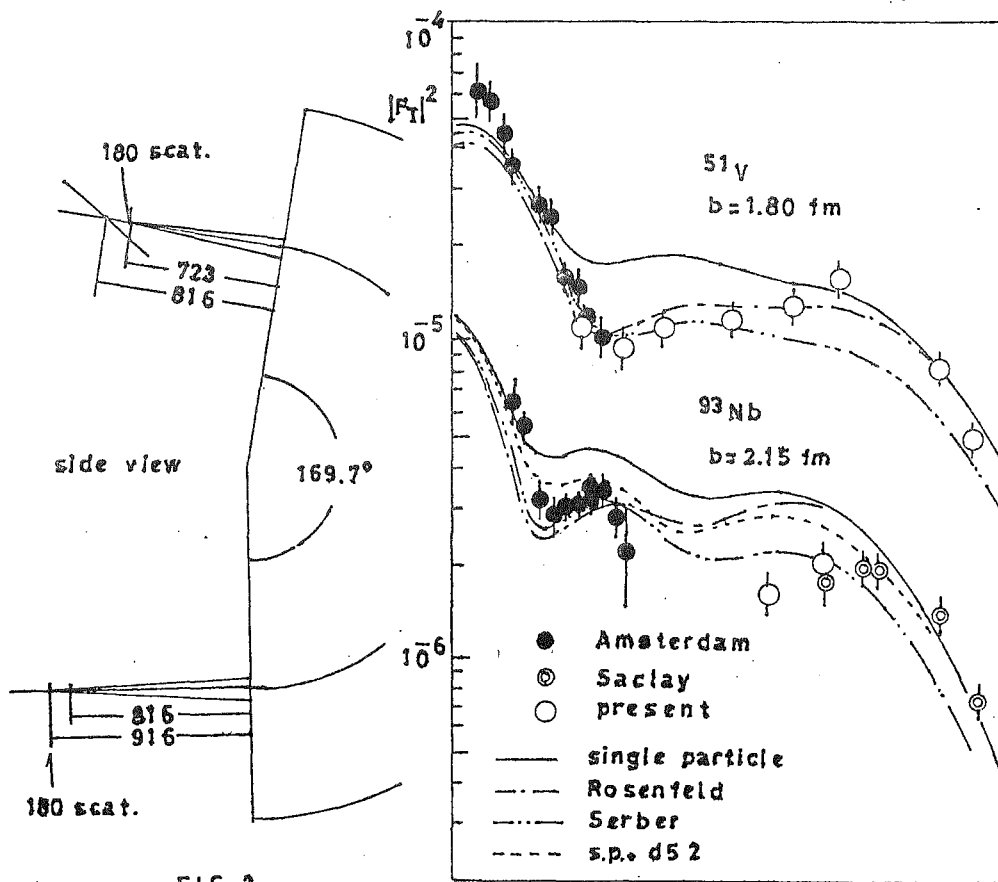


FIG. 2

FIG. 3

//

## 論文審査の結果の要旨

原子核の磁気モーメントは主として核の外側の核子の持つスピンと角運動量によって生ずるもので単一粒子模型の興味ある対象となってきた。従来主として測定されたのはM1であったが電子散乱によってM3, M5, M7, M9等の多重極磁化分布を測定することができる。榎本収志提出の論文は散乱角 $180^\circ$ における電子散乱を測定し $^{51}\text{V}$ ,  $^{93}\text{Nb}$ の基底状態の多重極磁気形状因子を高精度で求めることを目的としている。得られた結果は単一粒子模型, 配位混合等の核理論と比較することができる。

$180^\circ$ を散乱角に選んだ理由はこの角度では核電荷からの散乱が最小となり磁気散乱が主要部分を占めるからである。 $180^\circ$ 散乱は標的核の前に電磁石を置き入射と散乱電子の軌道を分離することにより測定することができる。そのために実験は複雑となり困難が伴うが本論文においては細心の注意をして調整し補助電磁石を追加したビーム光学を予備実験によって慎重にチェックし信頼できる実験データを得ることができた。その過程については本論文に詳しく述べている。

特に詳細な実験は $^{51}\text{V}$ について行われM1, M3, M5, M7に関する形状因子が測定された。 $^{93}\text{Nb}$ についてはM7附近の運動量移行における測定が行なわれた。 $^{51}\text{V}$ については特に詳しく考察され単一粒子模型と比較した場合M3, M5成分が著しく低いことが発見された。これは芯偏極効果によるものであることが配位混合理論によって説明された。配位混合を起す核力としてSerber型とRosenfeld型が用いられたがRosenfeld型の方が実験とよく一致する。

本論文は以上述べた如く $180^\circ$ 散乱の実験装置を組立て調整し磁気散乱の実験を確立した。これは本人の高度な技術的能力を反映している。この装置を用いて $^{51}\text{V}$   $^{93}\text{Nb}$ の磁気形状因子を求め核構造上重要な知見を得ている。本人は自立して研究を行うに必要な高度の能力と学識を有することを示しており、よって榎本収志提出の論文は理学博士の学位論文として合格と認める。