

氏名・(本籍)	にい 新	せき 関	たかし 隆
学位の種類	理	学	博 士
学位記番号	理博第	1154	号
学位授与年月日	平成2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 (博士課程) 原子核理学専攻		
学位論文題目	En=35MeV における中性子散乱による n- ²⁸ Si 核間光学ポテンシャルの研究		
論文審査委員	(主査) 教 授 藤 平 力 教 授 織 原 彦之丞 助 教 授 滝 川 昇		

論 文 目 次

第1章 序 論

第2章 理 論

- 2-1. ハートリー・フォック近似
- 2-2. 光学模型
- 2-3. 光学ポテンシャルの分散理論

第3章 実 験

- 3-1. 実験の目的
- 3-2. 中性子散乱実験装置
- 3-3. 実験結果

第4章 解 析

- 4-1. 変形光学ポテンシャル
- 4-2. チャンネル結合法

4-3. ポテンシャルサーチ

第5章 解析結果および議論

5-1. 形状のパラメータの導出

5-2. 各ポテンシャルの体積積分のサーチ

5-3. 分散関係を用いた光学ポテンシャルのパラメータ化

5-4. 陽子散乱との比較

第6章 結論

謝辞

参考文献

論文内容要旨

第1章 序論

核子-核散乱問題は独立粒子模型の見方から期待される弾性散乱と、弾性散乱ビームの吸収とみなせる入射核子と核内核子群との相関による複合核過程・直接反応過程とを考慮して解かれる。この吸収を考慮した散乱問題は現象論的に、入射核子が光学ポテンシャルと呼ばれる複素ポテンシャル ($U(r) = V(r) + iW(r)$) 中を運動するとしたシュレーディンガー方程式により解かれる。ここで $W(r)$ が負である虚数ポテンシャル $iW(r)$ は、入射核子が $W(r)$ の大きさに比例して弾性散乱から失われることを表わしている。言い替えれば、この模型では入射粒子が他の核内核子と相関を持ち運動する場合があるにもかかわらず、ポテンシャル内での1粒子運動するとしているためハミルトニアンはエルミート性を失い、複素数と見なされる。

ハートリー・フォックの方法から運動量 k を持って原子核に入射した核子の運動を記述するハミルトニアンは運動エネルギー、ハートリー・フォック項 ($V_{\text{H.F.}}(E)$) と芯偏極項 ($\Delta V(E) + iW(E)$) とからなることが分かる。C. Mahaux らは芯偏極項の複素エネルギー平面上での解析性から、この実数部 $\Delta V(E)$ は $W(E') / (E' - E)\pi$ を E' について $-\infty$ から ∞ にわたって積分した値となる分散関係にあることを示した[1]。この関係は、光学ポテンシャルにも適用され、光学ポテンシャルを $V_{\text{H.F.}}(r, E)$ と $\Delta V(r, E) + iW(r, E)$ とに分けて与えることは、独立粒子モデルにさらに相関を取り入れ原子核を記述しようとする原子核研究に対し非常に重要なデータとなる。

光学ポテンシャルは散乱実験による弾性散乱の微分断面積の測定により導出されるが、個々の実験データからは実数ポテンシャルを $V_{\text{H.F.}}(r, E)$ と $\Delta V(r, E)$ とに分けて得ることはできない。従って広いエネルギー範囲にわたり $W(r, E)$ を測定し分散関係を利用して $\Delta V(r, E)$ を評価する必要がある。この $\Delta V(r, E)$ を評価した解析により、 $n\text{-}^{40}\text{Ca}$, ^{208}Pb 核間光学ポテンシャルにおいてみられた実数ポテンシャルのフェルミエネルギー近傍での大きな変化は $\Delta V(E)$ の影響であることが明らかにされ、この解析が最近注目されている。この成功は、入射中性子エネルギー $En = 5 \sim 40\text{MeV}$ での中性子散乱微分断面積をもとにしており、そのなでもとりわけ Michigan State University (MSU) で得られた $En = 40\text{MeV}$ のデータが重要となっている。

一方、MSU グループにより得られた中性子散乱実験データを用いて、 $n\text{-}^{28}\text{Si}$ 核間光学ポテンシャルと $p\text{-}^{28}\text{Si}$ 核間光学ポテンシャルの比較が行なわれ、核子エネルギー 20MeV 以上において中性子の感じる実数ポテンシャルと陽子の感じるものとは異なる可能性が示唆された[2]。このような中性子と陽子との光学ポテンシャルの比較は、 $V_{\text{H.F.}}(r, E) + \Delta V(r, E) + iW(r, E)$ とを分けて比較すべきであり、それは分散関係を用いた光学ポテンシャルを比較することである。

ところで、 ^{28}Si 核による核子散乱実験から光ポテンシャルを求めるには、 ^{28}Si 核が4重極に変形していることから $^{28}\text{Si}(2_1^-; 1.78\text{MeV})$ 励起の非弾性散乱を弾性散乱とともに観測し、チャ

ネル結合法により変形光学ポテンシャルを求めなければならない。ところが過去に行なわれた中性子散乱実験で 2^+ を観測しているのは $E_n < 26\text{MeV}$ においてのみであり、それより高いエネルギーでは $E_n = 30.3, 40.0\text{MeV}$ において MSU グループにより弾性散乱の微分断面積が得られているのみである。これでは、分散関係を用いて $n-^{28}\text{Si}$ 核間光学ポテンシャルを得るにはデータが不足していると言わざるを得ない。

以上のことから、MSU でのデータにおける 2^+ 励起を類推することができかつ $E_n \sim 40\text{MeV}$ 領域である $E_n = 35\text{MeV}$ における ^{28}Si 核による中性子散乱実験が重要なことが分かる。この実験を行ない、 $n-^{28}\text{Si}$ 核間光学ポテンシャル分散関係を用いて求めることが本研究の目的である。さらに、簡便に陽子散乱での光学ポテンシャルと比較し、ここで得られた光学ポテンシャルの有用性を示す。

第2章 理論

原子核の励起状態のスピンのエネルギーは、核内の核子が一体場中を自由に運動するとして一体近似によりかなりよく記述される。この一体近似が成り立つのは、パウリの排他律により核内での核子間の相互作用は弱い力となっているためである。この一体近似の一つにハートリー・フォック近似がある。

一方、現象論的に導入された光学ポテンシャルの物理的意味を散乱振幅をもとに考えてみる。すると光学ポテンシャルとは、原子核により散乱される核子の散乱振幅に対し、そのエネルギー平均値を再現するポテンシャルであることが分かる。

C. Mahaux らは、原子核内での核子の運動を記述するハミルトニアンを複素エネルギーの関数と見なした。そして、正確なハミルトニアンは実軸上で多くの極を持つため複雑となっていることから、エネルギー平均をとったハミルトニアンで核内での核子の運動を記述することにした。このハミルトニアンはハートリー・フォック項 $V_{\text{H.F.}}(r, E)$ と芯偏極項 $\Delta V(r, E) + iW(r, E)$ とからなるとするものがもっともらしく、また、光学ポテンシャルの定義と一致している。このハミルトニアンを複素エネルギーについての関数とみなすと、全エネルギーにわたってスムーズに変化するため複素平面上での解析関数であり、虚数部と実数部とに分散関係が成り立つ。

第3章 実験

$E_n > 26\text{MeV}$ での中性子散乱の実験では散乱中性子の時間に対する計数率が低いと質か量かの選択が必要である。分散関係を使って解析するには虚数ポテンシャルが重要であるが、MSU での弾性散乱データに対し $^{28}\text{Si}(2_1^+)$ 励起強度を観測していないことによる虚数ポテンシャルの不正確さを調べたところ10%以上あった。そこで MSU での弾性散乱のみのデータでは不十分とみなし、 $E_n = 35\text{MeV}$ において $^{28}\text{Si}(2_1^+)$ を励起する非弾性散乱微分断面積を弾性散乱微分断面積とともに観測する実験を行なった。

実験は東北大サイクロトン・ラジオアイソトープセンターの TOF コースで行い、AVF サイクロトロンを加速器とし、 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ 反応により中性子ビームを得た。散乱標的は $\phi 27\text{mm} \times \text{H}50\text{mm}$ の円筒形に整形した 66.7g のシリコンを用いビームスウィンガーシステム及び TOF 法により $\theta_{\text{lab}} = 10^\circ \sim 80^\circ$ にわたって散乱中性子のエネルギースペクトルを得た。図 1 に $\theta_{\text{lab}} = 40^\circ$ において得られたスペクトルを示す。このエネルギースペクトルの計数から弾性及び 2^+ 励起の非弾性散乱断面積を数値積分により求めた。ここで得られた微分面積は散乱標的が大きいことによる補正が必要であり、この補正はモンテカルロ法により行なった。

第 4 章 解析

${}^{28}\text{Si}$ 核は 4 重極変形核として知られ基底状態 0^+ と集団励起状態 2^+ とを結合させることで変形光学ポテンシャルが求められる [2]。ここでは計算機コード ECIS79 [3] により微分断面積の実験値を再現する対称回転体に変形した光学ポテンシャルを最小二乗法により求める。ポテンシャルの形状は Woods-Saxon 型 $f(r; r_s, a_s)$ で表わされるとし、実数体積項 $V_R(E)f(r; r_R, a_R)$ 、虚数体積項 $W_V(E)f(r; r_V, a_V)$ 及び虚数表面積項 $4a_s W_S(E) \cdot df(r; r_s, a_s) / dr$ の 3 つのポテンシャルについて、まず形状のパラメータをサーチし、次に深さをサーチする。

第 5 章 解析結果及び議論

まず体積項の形状を決めるためここでのデータを体積項 $V_R(E)f(r; r_R, a_R)$ 、 $W_V(E)f(r; r_V, a_V)$ で解析し、半径・ぼやけのパラメータとして各々 $r_R \sim r_V = 1.21\text{fm}$ 、 $a_R \sim a_V = 0.63\text{fm}$ が得られた。C. H. Johnson らの指摘 [4] から、この形状のパラメータを体積項の半径およびぼやけのパラメータとみなす。ここで得られた r_V 、 a_V 、及び a_R は固定し、 r_R は虚数表面積項 $W_S(r, E)$ と分散関係にある実数表面積項 $\Delta V_S(r, E)$ の影響が予想されるためサーチするパラメータとし、 $E_n < 26\text{MeV}$ での他施設で得られたデータから表面積 $W_S(r, E)$ の形状のパラメータを決め、ポテンシャルの深さ $V_R(E)$ 、 $W_V(E)$ をサーチした。

$E_n < 26\text{MeV}$ での微分断面積と本実験での微分断面積、そして得られた光学ポテンシャルによるチャンネル結合法による計算値を図 2 に示す。 $W_V(E)$ と $W_V(E) + W_S(E)$ の体積積分 $J_{W_V}(E)$ 、 $J_W(E)$ のエネルギー依存性を図 3 に示す。図 3 中の曲線は $n-{}^{40}\text{Ca}$ 、 ${}^{208}\text{Pb}$ の解析から得られた経験式により、実験値を最小二乗法でフィットしたものである。 $J_{W_V}(E)$ の実験値をフィットした経験式に分散関係を適用して、芯偏極項の実数部分 $J\Delta V_V(E)$ を評価した。そして図 4 の丸点で表わされた実数ポテンシャルから $J\Delta V_V(E)$ を引き去ることで図 4 の三角点で示された $JV_{H.F.}(E)$ を求めた。この $JV_{H.F.}(E)$ は 1 点鎖線で表わされた指数関数によりフィットされ、この指数関数に $J\Delta V_V(E)$ のエネルギー依存性を足し合わせたのが図 4 での実線である。

以上のようにしてパラメトライズされた $n-{}^{28}\text{Si}$ 核間光学ポテンシャルが得られた。このポテンシャルの有用性をみるため、このパラメータを陽子散乱実験データの解析に適用し、 $p-{}^{28}\text{Si}$ 核間ポテンシャルを求め中性子散乱と比較した。図 5 にその虚数ポテンシャルの比較を示

す。陽子に対する虚数ポテンシャルが中性子に対してするそれより小さいことが分かる。また実数項は、MSUグループでの解析と同様、本解析においても $E_n=20\text{MeV}\sim 35\text{MeV}$ では、中性子の感じるポテンシャルの方が陽子の感じるポテンシャルより大きいこととエネルギー依存性が示唆された。図6にこの差とともに、 $J_{wv}(E)$ から分散関係で得られた芯偏極の実数項 $J\Delta v(E)$ の陽子、中性子の差を実線で示した。図6での実線が $E_n=20\text{MeV}\sim 35\text{MeV}$ での実ポテンシャルの差を再現することは、 $n-^{28}\text{Si}$ 核間と $p-^{28}\text{Si}$ 核間とでは芯偏極実数ポテンシャルに差が存在することを示唆している。

第6章 結 論

$E_n=35\text{MeV}$ において、 ^{28}Si 核による中性子散乱実験により弾性・非弾性散乱微分断面積を得た。本実験により、虚数ポテンシャルのエネルギー依存性に経験式を利用し、分散関係を用いてパラメトライズした $n-^{28}\text{Si}$ 核間光学ポテンシャルを得た。このポテンシャルの特徴は、

- 1) 実数ポテンシャルをハートリー・フォック項と芯偏極項とに分けて議論できる。
 - 2) 広いエネルギー範囲にわたってポテンシャルのエネルギー依存性を予測する。
- ということである。

特徴の1)の有用性を見るため簡便に $n-^{28}\text{Si}$ 核間光学ポテンシャルと $p-\text{Si}$ 核間光学ポテンシャルとを比較したところ、MSUグループによる示唆と同様に実数ポテンシャルについては、中性子ポテンシャルの方が大きいことが示唆された。一方、虚数ポテンシャルについても中性子ポテンシャルの方が大きな値を示していた。この虚数ポテンシャルの差は芯偏極実数項の差として現れ、 $E_n>20\text{MeV}$ での実数ポテンシャルの差は、この芯偏極実数項で説明されるものであった。

分散関係による光学模型解析は、核子-核間ポテンシャルを理解するのに非常に有用であり、ここで示された芯偏極の中性子、陽子による差が理論的に解釈されることを期待する。また、この解析で重要なデータとなる虚数ポテンシャルのエネルギー依存性を調べるには、 $E_n>20\text{MeV}$ での散乱実験が重要である。以上のことから、現在までほとんど行なわれていない $E_n>20\text{MeV}$ 領域における中性子散乱実験が盛んに行なわれていることを望む。

参考文献

- [1] C. Mahaux et. al, Phys. Rep. 120, 1(1985)
- [2] J. S. Winfield et. al, Phys. Rev. C33, 1(1986)
- [3] J. Raynal, the code EÇIS79 (unpublished)
- [4] C. H. Johnson et. al, Phys. Rev. C36, 2252(1987)

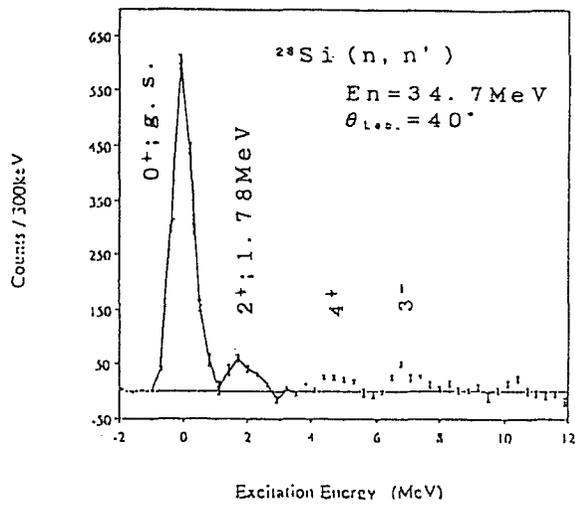


図1 $\theta_{\text{Lab}} = 40^\circ$ での散乱中性子のエネルギースペクトル

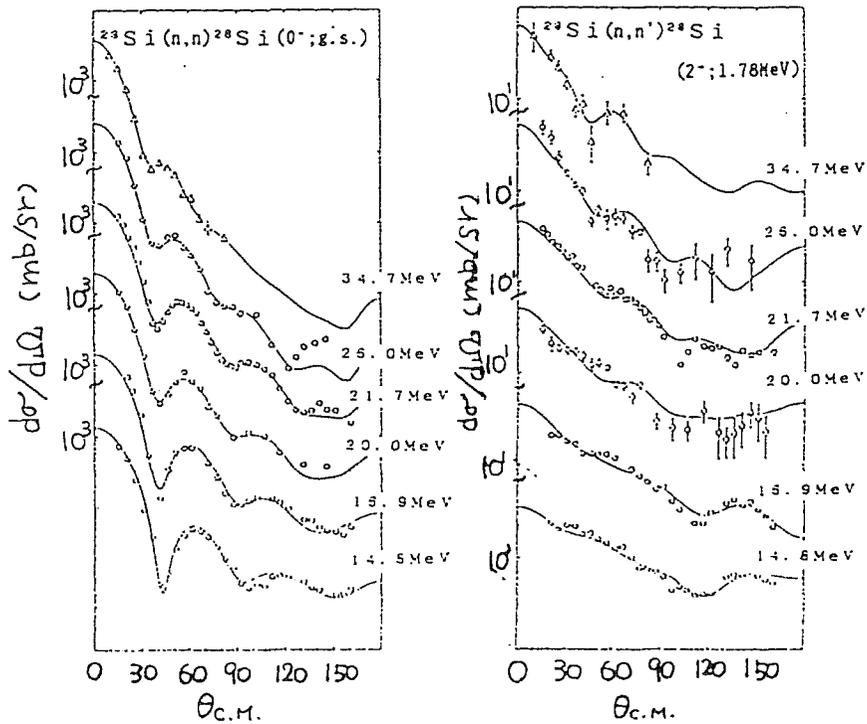


図2 $E_n = 14.8 \text{ MeV} \sim 34.7 \text{ MeV}$ での散乱微分断面積の実験値及びチャンネル結合法による計算値。本実験のデータは $E_n = 34.7 \text{ MeV}$ 。

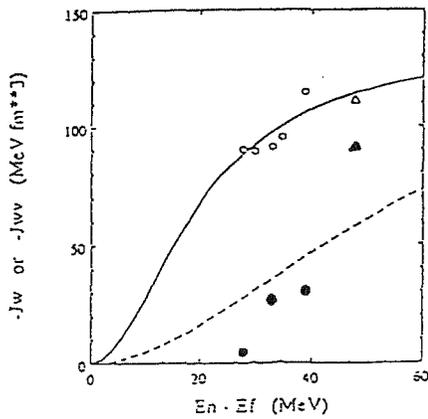


図3 $n-^{28}\text{Si}$ 核間光学ポテンシャルの虚数部分 J_w (白点) とその体積項 J_{wv} (黒点) のエネルギー依存性。曲線は経験式によるフィットを表わす。

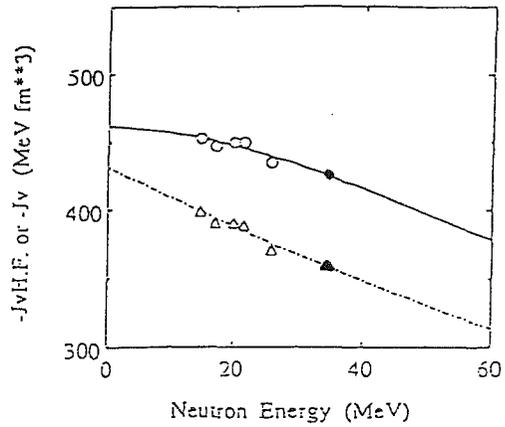


図4 $n-^{28}\text{Si}$ 核間光学ポテンシャルの実数部分 J_v (丸点) とハートリー・フォック項 $J_{v\text{H.F.}}$ (三角点) のエネルギー依存性。一点鎖線は $J_{v\text{H.F.}}$ のエネルギー依存性、実線は J_v のエネルギー依存性を表わす。

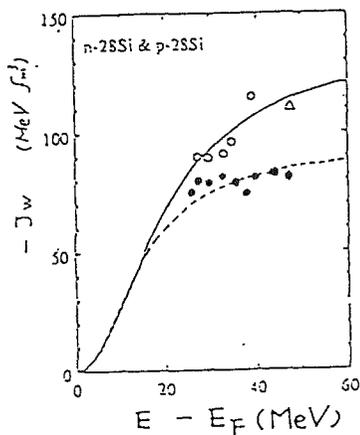


図5 虚数ポテンシャル J_w の中性子散乱の場合のエネルギー依存性 (白点) と陽子散乱での依存性 (黒点) との比較。

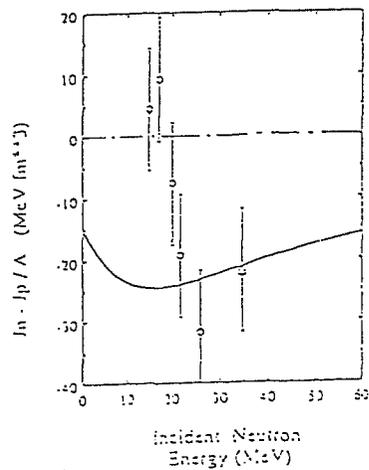


図6 実数ポテンシャル J_v の中性子散乱での値 J_n と陽子散乱での値 J_p とを $J_n - J_p$ で比較した。実線は図5での J_w から分散関係により評価した芯偏極実数項 $J_{\Delta v}$ の中性子散乱での値と陽子散乱での値との差を表わす。

論文審査の結果の要旨

新関隆提出の論文は、(p, n) 反応によって生成された二次ビームであるエネルギーが35MeVの単色中性子ビームの ^{28}Si 核よる散乱実験を行なって弾性ならびに非弾性散乱の微分断面積を測定し、核子-原子核間相互作用を光学模型に応用して解析し、これまでの中性子散乱の実験結果もあわせて光学ポテンシャルの系統的な研究を行ない、主として非弾性散乱の結果から得られる光学ポテンシャルの虚数項より分散関係を用いて芯偏極に関与する実数項を導き出し核子-原子核相互作用における芯偏極の効果を定量的に導出したものである。

第一章と第二章においては本研究の意義と理論的背景が述べられている。第三章においては本論文の実験に不可欠であった単色中性子ビームの発生ならびに検出装置について、特に新関隆自身で開発した二次ビーム発生用ターゲット、中性子しゃへいならびに中性子データ導出法などについて述べられている。

第四章においては、まず対象となる ^{28}Si 核が回転楕円体に変形した原子核であるため、変形光学ポテンシャルと微分断面積の計算はチャンネル結合法によることを説明し、最小自乗法によるポテンシャル・パラメーターの探索を行なっている。光学ポテンシャルパラメーターには大別して、ポテンシャルの形状をきめる核半径ならびにそのぼやけの度合いをあらわすものとポテンシャルの深さそのものがあるが、ハートリーフォック項（実数のみ）と芯偏極項（実数と虚数項よりなる）を分離して、それらの中性子エネルギー依存性を明らかにした。

第五章においては、同じ手法で陽子散乱の解析も行ない、中性子- ^{28}Si 核間と陽子- ^{28}Si 核間の相互作用の比較を行なっている。本来電氣的相互作用のちがいを補正すれば、核力の荷電独立性から中性子散乱と陽子散乱とは完全に一致すべきものである。しかるに ^{28}Si においては一定の差異が報告され、議論を呼んでいた。本研究においては、この差異が中性子と核ならびに陽子と核が相互作用する際の芯偏極の違いによるものであることを明らかにした。

以上の諸結果は、 $E_n=35\text{MeV}$ における中性子散乱のデータを出し、核子と原子核の間の相互作用に新知見を加えたものであり、特に光学ポテンシャルの研究から芯偏極の効果を定量的に導出することに成功したものであることを示し、原子核物理の研究に重要な寄与をしたものと云える。これらの成果は本論文の著者が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いる。よって新関隆提出の論文は理学博士の学位論文として合格と認める。