

中性子と電子の相互作用

宮 本 道 子

Summary

Neutron–Electron Interaction

Michiko Miyamoto

I described this article according to Prof. L. Foldy's work.

The interaction between the neutron and the electron cannot be Coulomb interaction because the neutron is neutral as to electric charge. If there is a separation of electric charges in the neutron, such as this fact that neutron is part of time dissociated into the negative π -meson and the proton, we expect the free neutron satisfies Dirac eq. and has an anomalous magnetic moment which occurs magnetic contribution, called Foldy term, in the neutron–electron interaction. Thus, the neutron can interact with the electron.

Especially, to prove the above mentioned phenomenon, Hughes, Harvey and others took advantage of the coherence of the scattering from many electrons and from the atomic nucleus.

Leslie L. Foldy 教授著の “Neutron-Electron Interaction” という論文をまとめてみました。
(ref. A)

§ a 序 説

中性子—電子相互作用は、弱い相互作用や、短距離相互作用や、スピンと速度に独立な、中性子と電子の間の相互作用を記述する用語である。

中性子は全体としてゼロの荷電を持っているので、中性子と電子の間にクーロン相互作用はない。両粒子は磁気モーメントを持っているので、それらの間によく知っているスピン従属な磁氣的、双極子—双極子相互作用があり、中性子の磁気モーメントと運動している電子の携帯電流に関する磁場の間に、速度に従属な相互作用がある。これらの相互作用は、常磁性イオンからの鈍い中性子を散乱することによって、全く広く研究されているが、ここではあまり興味がない。スピンと速度の両方に独立な2つの粒子の間のそれ以上の電磁的相互作用は、もし中性子の中に電氣的荷電の分離があり、それ全体としては中性ではあるが、荷電密度が消滅しない領域を含んでいるならば、存在することが期待される。そこで、中性子の内部に電氣的場が存在し、この拡張された荷電分布に浸透する電子（又は、あらゆる荷電粒子であるかぎり）は、静電的力を受けやすい。少なくとも、上記の型の、ある荷電分離によって単純に、自由中性子がディラック方程式を満たし、異常磁気モーメントを有するということが、基本的に期待される。この項の寄与（以下により詳しく述べる）が、磁氣的寄与又は、フォールディ項として、引き合いに出される。もしそれ以上に内在的な中性子の中の荷電の分離があるならば、内在的な中性子—電子相互作用として引き合いに出されて、中性子—電子相互作用に付加的な寄与をするであろう。原子核構造に関する現代の中間子理論的思想の基礎の上に、そのような、それ以上の寄与が、中性子が一部、時間的に負の π 中間子と陽子に分離されるという事実から期待される。

相互作用が、中性子と電子の間の特別な相互作用ではないが、しかし中性子とあらゆる荷電粒子との間の相互作用であることはあきらかであり、その相互作用は、中性子の内部電磁的構造から生じたものである。電子と中性子の間に、非電磁的性質の特別な相互作用が存在することは妨げないが、節約のために、そのような相互作用の仮定は、実験の純粋な電磁的説明の維持しがたいことが、判明するまでは、魅力的ではない。この見地において、‘中性子—電子相互作用’の用語は、誤称といってもよいものであり、その手広い文学的な使い方という点で、この用語がここで用いられている。

§ b 基本的理論

r に中心がある中性子に関して、 $r+b$ にある荷電密度を $\rho(b)$ と書こう。関数がある基本的に変な性質を満足しなければならないという事実から、 ρ はその独立変数についての球対称

な関数である。静電的ポテンシャル $\phi(\mathbf{r})$ の中の荷電分布の静電的相互作用エネルギーは次のように与えられる。

$$V(\mathbf{r}) = \int \rho(\mathbf{b}) \phi(\mathbf{r} + \mathbf{b}) d\mathbf{b} \quad (1)$$

もしポテンシャルが、中性子の荷電分布によって占められる領域にわたって、ゆっくりと変化しつつあるならば、我々はモーメント展開が出来て、

$$V(\mathbf{r}) = \int \rho(\mathbf{b}) \left[\phi(\mathbf{r}) + \sum_i b_i \frac{\partial \phi(\mathbf{r})}{\partial r_i} + \frac{1}{2} \sum_{ij} b_i b_j \frac{\partial^2 \phi(\mathbf{r})}{\partial r_i \partial r_j} + \dots \right] d\mathbf{b} \quad (2)$$

全電荷ゼロの球対称荷電密度という観点において積分すると、次のように換算される。

$$V(\mathbf{r}) = \frac{1}{b} \int b^2 \rho(\mathbf{b}) d\mathbf{b} \cdot \nabla^2 \phi(\mathbf{r}) \quad (3)$$

記述されるべき実験において、測定されることは結合した電子によって散乱された中性子の振幅 a_e である。大変長い波長の中性子に対するボルン近似において、ポテンシャル $V(\mathbf{r})$ の体積々分に次のように関係付けられる：

$$\begin{aligned} \int V(\mathbf{r}) d\mathbf{r} &= - \frac{2\pi\hbar^2}{M} a_e = - \frac{1}{6} \int b^2 \rho(\mathbf{b}) d\mathbf{b} \int \nabla^2 \phi(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \\ &= - \frac{2\pi Q}{3} \int b^2 \rho(\mathbf{b}) d\mathbf{b} \end{aligned} \quad (4)$$

ここで、 M は中性子の質量で、 Q は $\phi(\mathbf{r})$ を生じさせる全電荷である。電子—中性子相互作用の大きさは、その半径が古典的電子半径 $\left(\frac{e^2}{mc^2}\right)$ である球面上で等しい定数ポテンシャル V_0 を与えることによって、実験で観察されたのと同じ体積々分をするために、ふつう表現される。 Q に電子の荷電 $-e$ を代入して、我々は、

$$V_0 = \frac{e}{2} \left(\frac{mc^2}{e^2} \right)^3 \int \rho(\mathbf{b}) b^2 d\mathbf{b} \quad (5)$$

を得る。ゆえに、中性子—電子相互作用は、中性子に関する荷電密度の半径の2次のモーメントを測定する。

電子の古典半径が問題の中で基本的な役割を演じていないので、ポテンシャル V_0 は純粋に在来りのものである。実験結果を議論するとき、最近の習慣に従って、そのようにして得た V_0 の値を与える。これらの値は、後で内在的に興味のある実際の量に関係付けられる。

一方では、物理的効果の起源を満足 of いく方法で示すが、基礎的な理論的解析は、実験結果の、中性子についての内在する荷電分布に対する関係の完全な理解に不十分である。このことは、内在的な荷電分布と、記述された実験に表面的に示されていることとの間の相違を導く、ある相対論的効果の結果である。

§c 歴 史

電子と中性子の相互作用の発見の最初の企ては、P. I. Dee によってなされ、同じ年、1932年

にチャドウィックによって中性子が発見された。Dee は霧箱の中に、反跳電子と（速い）中性子によって成生されたイオン対を探し、中性子と窒素の相互作用に対する断面積の 1% より大きくない断面積をその相互作用が持つことのみを結論付けることが出来ただけである。1936 年に、コンドンは原子の中に結び付けられている電子による鈍い中性子の散乱を研究することによって、Dee によって見出された上限を 1000 というファクターだけ小さくしたが、この場合換算質量は増加する。Dee の V_0 に対する値に対応する結果は次の不等式を満足しているが、

$$|V_0| < 3 \times 10^9 \text{ ev} \quad (6)$$

一方、コンドンは次のように結論した。

$$|V_0| < 3 \times 10^6 \text{ ev} \quad (7)$$

コンドンは又、中性子—電子相互作用の存在はスペクトル線に同位元素変化を生ずることを示した。これに先だって、Breit は、重い原子の中のスペクトル線の同位元素変化は、同位元素の原子核半径の相違によることを示したが、この提案は原子核の大きさの独立な決定によって裏付けられた。このように、同位元素変化のデータは、(7)に与えられている値より、そんなに小さくはなく、 V_0 の上限を示すために採用されうる。

中性子の磁気モーメントの発見は、ここでは興味のある相互作用ではないかもしれないが、電子と中性子の間のある相互作用の存在を最初に示した。しかしながら、核力の湯川中間子論が出たことは、核子の内部構造の理解に対する、相応しい理論的基礎が確立されたことを明確にした。特別な興味は、陽子と中性子の両方の異常磁気モーメントの説明の可能性であるが又、中性子のある微小時間の陽子と負の中間子への分離が人をスピン独立な相互作用に導くであろうということを理論が予言するという事実が認められた。中間子が約コンプトン波長 $\frac{\hbar}{\mu c}$ の距離だけ陽子から離れるという単純な議論は、人に荷電分布の半径の 2 次のモーメントの大きさの上限の推測を許容し、それ故 V_0 に対して、

$$|V_0| < \frac{e^2}{2} \left(\frac{\hbar}{\mu c} \right)^2 \left(\frac{mc^2}{e^2} \right)^3 = 5 \times 10^4 \text{ ev} \quad (8)$$

を得て、そしてその上、中性子と電子の間の引力に対応して V_0 の符号が負であることを確立することが許容されうる。

(8)によって与えられた大きさの相互作用を決定する最初の企ては、1947年に Havens と Rabi と Rainwater によってなされ、又後に記述する方法によって Fermi と Marshall によってなされた。後者が V_0 の大きさの上限が 5000 ev であるのを示しうのみであるのに対して、前者は 2, 3 千ボルトの V_0 の大きさの引力の相互作用がおそらく存在することを示した。これらの実験の次の進歩は、異なる型の測定と合わせて、5% の精度で、 $V_0 = -4050 \text{ ev}$ の引力の相互作用が実際に存在することを確かにしたことである。

相互作用の理論における進歩は等しく満足であるとはいえない。湯川理論の本質的な仮定は、 π 中間子の発見によってささえられているが、理論結果からの詳細な仕事は、きびしい問題

に直面している。正確な相対論的方法で問題を取り扱うために、唯一の方法が得られ、すなわち、中間子と核子の間の弱結合を仮定する摂動論である（くりこみに関する）。そのような計算結果は、一方では期待されてきた質的な現象を一般的に具体化するが、量的には失望的である。最も恵まれた型の理論において、中性子と陽子の異常磁気双極子モーメントの計算された結果は、近似的に -1 である実験結果と約8のファクターだけ異なる。異常モーメントの計算は、中性子—電子相互作用に緊密に関係付けられ、それゆえ、後者に対する理論が確実であると考えられないことは明らかである。

理論的状况は、1951年に Foldy が観察された相互作用が、序説で述べた2つの項の和であることを示した。すなわち、中性子の異常磁気モーメントのみの知識でその値を計算しうる磁気項と、中間子論の詳細に基づき、中性子の陽子と負の中間子への仮想的な解離から生ずる内在的な荷電分離と直接に関係付けられる内在的な項の和であることを示した。磁気項はその V_0 への寄与において、総計 -4080 ev にもなるので、実験は内在的な寄与が数百ボルトにすぎず、値は小さすぎるので、中間子論からのほとんどあらゆる合理的な型から期待されないということを示している。この最後のパズルはなお解かれていず、後で議論される。

§ d 中性子—電子相互作用の実験的決定

中性子—電子相互作用の明確な実験的決定の中に含まれる問題を強調するために、散乱半径の大きさを計算し、それに関する測定されるべき断面積を論評する。もし高速度の中性子が電子に散乱されるならば、この場合、電子は自由であるとみなされうるし、中性子—電子系の換算質量は実質的には電子の質量であり、約 $5 \times 10^{-37}\text{ cm}^2$ の全断面積に対応して関連する散乱半径は約 10^{-19} cm である。スピードの鈍い中性子を原子や分子に束縛されている電子から散乱することによって、系の換算質量は中性子の質量の大きさになるし、対応する散乱半径は約 $1.5 \times 10^{-16}\text{ cm}$ に増加し、単一電子（中性子の非干渉散乱の測定において姿を現わす）の全断面積は $3 \times 10^{-31}\text{ cm}^2$ である。これらの断面積は小さすぎて、直接測定出来ない。

駆使されつきた実験技術は、それゆえ散乱振幅の測定に集中される。それらはこのように、多くの電子や原子核からの散乱の干渉性を利用している。これは数個の方法でなされうる。もし人が原子核と Z 個の電子を含む原子による中性子の干渉散乱を測定するならば、その波長が原子の大きさに比べて長い中性子に対する干渉散乱振幅は、原子核の散乱振幅 a_n とそれぞれの電子によって起こる散乱振幅 a_e の代数和になるであろう。

$$a_T = a_n + Z a_e \quad (9)$$

散乱は原子と中性子の重心系において等方的であり、全散乱断面積はこの場合、

$$\sigma_T = 4\pi a_T^2 = 4\pi(a_n^2 + 2Z a_n a_e + Z^2 a_e^2) \quad (10)$$

となり、高い原子番号の原子に対して、 $a_n \sim 10^{-12}\text{ cm}$ で、 $a_e \sim 1.5 \times 10^{-16}\text{ cm}$ なので、全断面積は裸の原子核のそれとは、数%異なる。そのような長波長の中性子に対する原子の断面積の単

一の測定は、裸の原子核に対する干渉散乱長を知らねばならないので、情報をもたらさない。後者は直接には測定され得ないが、しかし、それは中性子の波長に関する原子の全断面積の変化の測定から推論される。波長が減少し、原子の中の電子の雲の大きさと比べられるようになったとき、種々の電子から散乱された波の有害な干渉が前方以外の散乱すべてに対して起こる。十分小さい波長では、この有害な干渉は実質的に完全になり、全干渉散乱断面積は、原子核だけのそれに近づく。もしこの波長の範囲にわたって、原子核の散乱半径が、認められる程度に変化しないならば、(もし関心のある波長領域の近所での中性子の共鳴がないというならば、これは真実であろう)人はそこで、原子核の干渉散乱半径の測定をする。すべての示されたエネルギーの範囲にわたって、測定を拡張する必要はない。もし中性子の波長の関数として原子雲の散乱形状因子を知るならば、限られたエネルギーの範囲にわたって、原子の断面積の変化のみを測定する必要がある。本質的には、これは、Havens と Rabi と Rainwater 達の独創的な実験で、最初彼等は液体鉛と液体ビスマスを散乱物質として用い、中性子波長の関数として全断面積を測定した。これら物質の中性子捕獲のエネルギー変化に対して、標的原子の熱作用によって引き起こされる相対速度効果に対して、又液体回折効果に対して補正がなされるべきである。これらの補正の適用の後、これらの人々は次の値を得た。

$$V_0 = -(5300 \pm 1000) \text{ ev}$$

ここで、負の符号は中性子と電子の間の相互作用が引力であることを示している。この実験の繰返しは Melkonian と Rustad と Havens によってなされ、より正確な次の値を与えた。

$$V_0 = -(4165 \pm 265) \text{ ev}$$

原子の中の異なる電子からの散乱振幅の間の干渉を用いる原理は、Fermi と Marshall によって独創的に用いられた方法の基礎になっていて、その後、Hammermesh や Ringo や Wattenberg によって、中性子—電子相互作用に対する正確な結果を得るために改良された。この場合、原子の大きさが中性子の波長と比べてそんなに小さくないとき、異なる電子によって散乱される波の間の干渉が形状因子 $f(\theta)$ によって記述されうろという事実を利用したものであり、ここで θ は中性子の散乱角で、角 θ での全散乱振幅は次の式で与えられる。

$$a_T(\theta) = a_n + Z a_e f(\theta) \tag{11}$$

ここで、 $f(0) = 1$ 、そして十分長い中性子波長に対して、 $f(\theta)$ は θ がゼロから π まで変化するとき、 θ の単調減少関数である。このように、干渉散乱断面積は重心系では等方的ではなく、振幅 a_n と a_e の相対的な符号によって前方又は後方にピークを持つ。このアシンメトリーの測定は、干渉原子核散乱振幅 a_n と形状因子 $f(\theta)$ の知識とを結び付けて a_e の値を与える。上記の測定で、クリプトンとセノンガスが、散乱物質として用いられた。幸いでなかったことには、ガス原子の熱的運動がアシンメトリーに認められる程度に寄与し、この相対運動効果に対する手の込んだ補正が用いられたスペクトルと、適用されるべき中性子検出器のエネルギー感度に

よっている。最近まで、クリプトンやキセノンの干渉原子核散乱振幅は測定されなかったので、それらの推定値が用いられた。Hammermesh と Ringo と Wattenberg の Argonne 実験所のデータは、Crouch や Krohn や Ring によって測定された干渉断面積と結合されるとき、次の値を与える。

$$\begin{aligned} \text{クリプトン} & V_0 = -4500 \text{ev} \\ \text{キセノン} & V_0 = -3000 \text{ev} \\ \text{平均} & V_0 = -(3900 \pm 800) \text{ev} \end{aligned}$$

2つの値の開きはいくらか大きいが、示された誤差と矛盾しない。

中性子—電子相互作用の正確な測定に対する3番目の方法は、ブルックヘブン国立実験所で Hughes と Harvey と Goldberg と Stafne によって採用された。この実験は、波長 λ の中性子波に対する物質の屈折率が次のように与えられる、

$$n^2 = 1 + \frac{\lambda^2}{\pi} \sum_i n_i a_i \quad (12)$$

という観察に基づいている。ここで、 a_i はタイプ i での粒子による中性子の前方散乱に対する干渉散乱半径であり、 n_i は物質の単位体積中のそのような粒子の数である。単位体積ごとに N 個の原子を持つ物質に対して、これは次のようになる

$$n^2 = 1 + \frac{\lambda^2}{\pi} N(a_n + Z a_e) \quad (13)$$

ここで、 a_n は再び原子核の散乱半径で、 a_e は電子のそれである。もし屈折率が測定され、 a_n が独立に決定されるならば、 a_e も決定されるはずである。2つの物質の相対的な屈折率を正確に測定するための一つの方法は、臨界角 θ_c を測定することであり、全反射に対する臨界角は次のように与えられる

$$\theta_c^2 = n_A - n_B \quad (\theta_c \ll 1) \quad (14)$$

ここで、 n_A と n_B は2つの物質の屈折率である。Hughes とその共同研究者達は、物質として、ビスマスと液体酸素を選んだ。なぜなら、この組み合わせに対して、原子核散乱振幅は屈折率と同じように寄与し、それゆえ電子による中性子の散乱は、臨界角の公式に入っている屈折率の差の大きな原因となっているからである。次のような式を得る (ref. B)

$$\frac{n}{\lambda^2} \theta_c^2 = N_{Bi} a_{Bi} \left\{ \frac{N_0 a_0}{N_{Bi} a_{Bi}} - 1 \right\} + \{N_{Bi} Z_{Bi} - N_0 a_0\} a_e \quad (15)$$

ここで、 B_i と 0 の添字は、それぞれビスマスと酸素に関するものである。 $N_{Bi} a_{Bi} \simeq N_0 a_0$ なので、 a_{Bi} とその他の測定に過度の正確さを要求しないし、比 $N_0 a_0 / N_{Bi} a_{Bi}$ は個々の散乱半径より正確に測定される。散乱半径 a_{Bi} は以前に示された方法によって測定される。すなわち、干渉によって電子の散乱効果が事実上無効にされる中性子エネルギーでの全散乱断面積を測定することによって。相対的な運動又は原子の形状因子の知識に対する補正は要求されない。最終的な結果

は、

$$V_0 = -(3860 \pm 370) \text{ ev}$$

である。

このような3つの異なる技術によって得られた結果の首尾一貫性は、筋違いの効果が測定に認められうる影響を及ぼさず、この小さな効果の測定を行った人々の実験の上手さへの賛辞を表現する確信を鼓舞した。

3つの精確な結果全部の平均は、指定されたもっともらしい誤差によって、 $V_0 = -(4050 \pm 200) \text{ ev}$ を与え、これは磁気項のみによって予言された値 (-4080 ev) に近く、このように、内在的な相互作用の存在に対する証拠は残らない。

§ e 中性子 — 電子相互作用の現象論的解析

観察された中性子 — 電子相互作用の観察に認められる相互作用は、少なくとも一次では、中性子の電磁的相互作用である。このように対応する相互作用は、中性子とあらゆる荷電粒子の間に期待される。しかしこの推測は説明されていない。この仮定を簡単に試す粒子は陽子であるが、しかし中性子と陽子の間の原子核の相互作用は、小さな電磁的寄与の検証を許容するほど十分に理解されていない。この点でより都合が良いのは、中性子と μ 中間子の間の相互作用の測定であろう。しかし実験的技術は、これが可能である点に到達していない。述べられた仮定の都合が良いことには、観察された相互作用は、電磁的相互作用に期待される適当な大きさであり、その結果、中性子と電子の間の非電磁的性格の如何なる特別の相互作用も、大きいはずがない。

中性子 — 電子相互作用の電磁的基礎を認め、自由中性子がディラック方程式を満たすと仮定すれば、相互作用の一般的現象論は簡単に構成される。ディラック粒子の弱い、しかし、さもないれば任意の電磁場による散乱のみを考える必要がある。そのような解析をする前に、ディラック粒子の内在的な電磁的性質と実験条件の中に表向きに示された性質との間の相違が議論されるであろう。

これら性質の2つの組の間の区別は、“Zitterbewegung”の相対論的現象から生ずる。自由ディラック粒子に対してさえ、粒子の位置は直線にそって一定の速度で動くのではなくて、その代りに一様に動く点を中心に踊りの動作 (Zitterbewegung) をする。物理的なこの踊りの動作の限界は粒子のコンプトン波長の大きさである。ディラック電子の場合 (小さな輻射補正を省略して)、電子はその位置にある点電荷 $-e$ をになうことを許されている。電場の中を電子が動くとき、踊りの動作は、その限界が電子のコンプトン波長である場の領域上をこの粒子が探検する原因となり、それゆえ荷電の運動は点電荷について期待されるものではなくて、その代りに空間的に有限体積に拡張された荷電に期待されるもののようである。この効果はディラック電子論にいわゆる“ダーウィン項”によって記述され、又水素原子の中でエネルギーレベルが s の電子の変化、例えば、速度についての質量の変化から期待されることのために起こさ

れる変化の原因となる。さらに踊りの動作はスピン方向に網の目のように循環するようなものである。これは小さな電流の輪に等しく、それゆえ、磁場の存在において、電子が磁気モーメント（正常磁気能率） $\frac{e\hbar}{2mc}$ を持っているように振る舞う。しかし内在的には粒子はそんなモーメントを持たない。電子の荷電分布の明らかな有限の範囲とその磁気モーメントは、Zitterbewegungの効果と混合されるとき、純粹に内在電子の点電荷から生ずる。

ディラック粒子とその瞬間的な位置に集中された、内在的に拡大された荷電と有限の領域の電流の分布を関連付けることは、もちろん可能である。粒子によって表面的に示された電磁的構造は、しかしながら踊りの動作の瞬間の位置のまわりに、この内在的な荷電と電流密度の分布が運ばれるとき、Zitterbewegungの効果によって、再び修正される。荷電分布の明らかな空間的な広がり、内在的な拡大とZitterbewegungに起因する付加的な“空間的な汚れ”との混合物である。明らかな電流分布は、Zitterbewegungの中の内在的な荷電分布の対流伝達によって修正される。

主要な理論的関心は、ディラック粒子の内在的な電磁的性質である。このように、内在的な構造と、Zitterbewegungから生ずる分離した寄与という、直接の実験結果から解決すべき問題に直面した。我々が今、紹介する相対論的に共変な現象的解析はこの問題の解決を可能にする。弱い、さもないければ任意の（四次元ポテンシャル、 $A_\mu(x) = (A(\mathbf{r}, t), i\phi(\mathbf{r}, t)), x \equiv (\mathbf{r}, it)$ ）電磁場による、ディラック粒子の散乱の一般的な記述を考えよう。今、やろうとしている計算に対して、 \hbar と c が1であるような単位を用いる。モーメントム・エネルギー状態 $P_\mu \equiv [P, i(M^2 + \mathbf{P}^2)^{1/2}]$ とスピノール状態 u_p から、モーメントム・エネルギー状態 $P'_\mu \equiv [P', i(M^2 + \mathbf{P}'^2)^{1/2}]$ とスピノール状態 u'_p へのディラック粒子の散乱に対するS行列要素の一般的な型を場の弱さを仮定するという観点で、ポテンシャルに線形な項だけを保持する電磁場によって書こう：

$$- \int d^4x \left\{ \bar{u}_p' e^{-iP'_\mu x} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\varepsilon_n \gamma_\mu \square^n A_\mu + \frac{1}{2} \mu_n \gamma_\mu \gamma_\nu \square^n \left(\frac{\partial A_\mu}{\partial x_\nu} - \frac{\partial A_\nu}{\partial x_\mu} \right) \right] e^{iP_\mu x} u_p \right\} \quad (16)$$

ここでは、 n についてのゼロから ∞ までの和の記号が用いられていて、 γ_μ はディラック行列で、 \square はダランベリアンオペレーターで、 ε_n と μ_n という係数は粒子の内在的な電磁的構造を特徴付ける。S行列要素の型は、ローレンツ不変とゲージ不変によって、完全に決められる；唯一の任意性は、 ε_n と μ_n の係数の値の中に存在する。もし A_μ が、モーメントム・エネルギーの四次元ベクトル k_μ の平面波の線型結合として展開されるならば、それぞれのそのような平面波に対して、係数 ε_n を持つ項の級数が形状因子 $F_1(k_\mu, k_\mu)$ を与えるために和を取られ、係数 μ_n を持つ級数の項が2番目の形状因子 $F_2(k_\mu, k_\mu)$ を与えるために和を取られる；モーメントム・エネルギー・トランスファー $k_\mu = P'_\mu - P_\mu$ に対応する遷移におけるディラック粒子についての、第一の形状因子は内在的荷電密度、第二の形状因子は内在的磁化密度を記述する。

同じS行列要素が、いつものディラック方程式の次の拡張から、第一ボルン近似で次のように得られよう

$$\gamma_\mu \frac{\partial \Psi}{\partial x_\mu} + \frac{Mc}{\hbar} \Psi - \frac{i}{\hbar c} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\varepsilon_n \gamma_\mu \square^n A_\mu + \frac{1}{2} \mu_n \gamma_\mu \gamma_\nu \square^n \left(\frac{\partial A_\mu}{\partial x_\nu} - \frac{\partial A_\nu}{\partial x_\mu} \right) \right] \Psi = 0 \quad (17)$$

この方程式において、係数 ε_0 はディラック粒子の全電荷である。係数 μ_0 が前にある項は、Pauli によって紹介された型のディラック粒子に対する異常な、又は内在する磁気的双極子モーメントの表示である。これらの級数の残りの項は、あまり親しみのないものであるが、粒子に関する内在する荷電と電流の分布の半径の連続的な高次のモーメントを表わす。

特に、 ε_1 が前にある項は、内在する荷電分布の半径の拡大の部分的な記述を与えるが、 ε_1 それ自身で2次の半径についてのモーメントに関係づけられる：

$$\varepsilon_1 \sim \frac{1}{6} \int r^2 \rho(r) dr \quad (18)$$

ここで、 $\rho(r)$ は内在する荷電密度である。この項の効果が、ディラック電子論における“ダーウィン項”のそれに類似しているので、それは内在的ダーウィン項と呼ばれる。ディラック粒子の内在的な磁化による半径の拡大から生ずる磁化の半径についての2次のモーメントを係数 μ_1 は示す。

S 行列要素からか、又は同等のディラック方程式から、弱いゆっくりと変化する、純粋に静電的ポテンシャル $\phi(r)$ によって散乱されるディラック粒子に対する散乱振幅を計算することは簡単なことである。これは次のように与えられる (\hbar と c を復現して)：

$$a(k) = -\frac{M}{2\pi\hbar^2} \int e^{-ik \cdot r} \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \varepsilon_n + \frac{\hbar}{2Mc} \mu_{n-1} + \frac{1}{2} \left(\frac{\hbar}{2Mc} \right)^2 \varepsilon_{n-1} + \dots \right\} \Delta^n \phi(r) dr \quad (19)$$

ここで、 $\hbar k$ は散乱におけるモーメント・トランスファーを表わし、 $\Delta = \nabla^2$ はラプラシアンオペレーターである。モーメント・トランスファーが小さいとき、 $n=0$ と $n=1$ の項だけが重要である。 $n=0$ に対する項は、散乱振幅に次のように寄与し、

$$a_0(k) = -\frac{M\varepsilon_0}{2\pi\hbar^2} \int e^{-ik \cdot r} \phi(r) dr \quad (20)$$

点電荷 ε_0 を持つ粒子のいつもの静電的散乱を表わす。 $n=1$ の寄与は次のように書かれる。

$$a_1(k) = -\frac{M}{2\pi\hbar^2} \left[\varepsilon_1 + \frac{\hbar}{2Mc} \mu_0 + \frac{1}{2} \left(\frac{\hbar^2}{2Mc} \right)^2 \varepsilon_0 \right] \times \int e^{-ik \cdot r} \nabla^2 \phi(r) dr \quad (21)$$

そして $k \rightarrow 0$ の極限で次のようになる。

$$a_1 = \frac{2MQ}{\hbar^2} \left[\varepsilon_1 + \frac{\hbar}{2Mc} \mu_0 + \frac{1}{2} \left(\frac{\hbar}{2Mc} \right)^2 \varepsilon_0 \right] \quad (22)$$

ここで Q はポテンシャル $\phi(r)$ を生成する全電荷である。

中性子の場合、 ε_0 はゼロなので、 a_0 はゼロになり、 a_1 の項は原子の中の電荷による干渉散乱の原因となるし、又それゆえ観察される中性子—電子相互作用を生ずる。電荷 $Q = -e$ を持つ、散乱振幅 a_1 は実験論において導入した散乱振幅と同一であると考えられる；それゆえ、

$$a_e = -\frac{2Me}{\hbar^2} \left[\varepsilon_1 + \frac{\hbar}{2Mc} \mu_0 \right] \quad (23)$$

この結果は簡単に半径 $\left(\frac{e^2}{mc^2} \right)$ の球面で一定のポテンシャル V_0 の散乱振幅が、

$$a_e = -\frac{2}{3} \frac{MV_0}{\hbar^2} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^3 \quad (24)$$

になることに注意して、純粋に慣例のポテンシャル V_0 に翻訳される。ここで、

$$V_0 = 3e \left(\frac{mc^2}{e^2} \right)^3 \left[\epsilon_1 + \frac{\hbar}{2Mc} \mu_0 \right] \quad (25)$$

である。

この特殊な結果を議論する前に、方程式(21)に与えられているより一般的な場合における散乱半径に対する表現にもどろう。そしてその中に含まれている項の意味について議論しよう。それが内在する荷電分布の半径についての2次のモーメントをあらわすので、 ϵ_1 の見せかけの性質はあきらかである。 ϵ_0 についての項は、内在する荷電の Zitterbewegung から生ずるものとして記述されたダーウィン項である。 μ_0 についての項は、新しいものであり、説明を必要とする。中性子に対する項は、序説で参照された磁気項である。それは又、次のような機構によって Zitterbewegung の結果生ずる：ディラック粒子が内在するモーメント又は異常モーメント μ_0 を持つ時、このモーメントはその Zitterbewegung において、その粒子によって方々へ持ち歩かれる。相対論から、磁気モーメントが運動し始めるとき、運動の方向と、磁気モーメントの方向の両方に垂直な方向に、電場が生成される。ディラック粒子の Zitterbewegung において、この電氣的モーメントの半径方向の成分は平均してゼロにならない。それゆえ、半径方向に荷電の分離があり、ある符号の荷電の球面層と、その外側に同じ量であるが、反対符号の荷電の層を持つ。そのような荷電の球面的2重層は、有限の半径についての2次のモーメントをその荷電分布に対して持つ：それは散乱振幅に対して μ_0 についての項に寄与する。

中性子の場合において、ダーウィン項は不在であるが、しかし核磁子 -1.91 の異常モーメントを中性子が持っているので、磁気項は観察された相互作用に寄与する。その寄与はモーメントのみに基づいて計算できて、その起源にまで逆のぼらなくてもよい。数値を代入して、次の値を得る。

$$V_0, \text{mag} = -4080 \text{ev}$$

観察された相互作用 V_0 と比べて、内在する相互作用は小さく、

$$V_0, \text{intrinsic} = (30 \pm 200) \text{ev}$$

である。

測定された V_0 と知られた中性子の磁気モーメントから、我々は中性子の内在する電磁的構造を特徴付ける初期的な係数に対して次の値を得る：

$$\epsilon_0^N = 0, \mu_0^N = -1.91 \left(\frac{e\hbar}{2mc} \right), \epsilon_1^N = (0.03 \pm 0.2) \left(\frac{e\hbar^2}{8Mc^2} \right) \quad (26)$$

同様の解析が陽子に対しても可能であり、ホフスタドターとその共同研究者達によって、陽子による高エネルギー電子散乱は、陽子荷電分布の半径についての2次のモーメントに対する値

を与えた。結果は、次のようである。

$$\varepsilon_0^P = e, \mu_0^P = 1.79 \left(\frac{e\hbar}{2Mc} \right), \varepsilon_1^P = 20 \left(\frac{e\hbar^2}{8M^2c^2} \right) \quad (27)$$

高エネルギー電子散乱実験の重水素に対するものは、陽子のもものと比較され、 $\varepsilon_1^N \ll \varepsilon_1^P$ であることを確かにした。記述された現象的解析は、 ε_0 と μ_0 の係数に対する期待された大きさに関してはそれ自身の情報を含まない。なぜならこれは、原子核の内在する電磁構造の顕微鏡的記述を与える基礎的な理論を必要とされるから。そのような理論なしでさえ、 ε_1^N の異なる小さな値は次の議論からわかる： ε_0 と μ_0 と ε_1 の量から、長さの単位を持つ比

$$\mu_0/\varepsilon_0 \text{ と } \varepsilon_1/\mu_0$$

を作ることが出来る。陽子に対しては、これら2つの長さは比べられる大きさであり、又、そのコンプトン波長によって与えられた陽子の“力学的大きさ”である。一方、中性子に対しては、 ε_1^N/μ_0^N という比の方がずっと小さい。

ほとんど自明な事実はなんの値うちもないが、ここに今まで紹介してきた相対論的現象論的解析は、実験結果の理解に本質的である。相対論的起源の磁気項が観測値を支配しているという事実に基づいている。非相対論的取り扱いは完全にこの項を見落しており、半径についての2次の内在する荷電分布のモーメントに対して、まちがった結果を与えている。状況は水素原子のエネルギー・レベルの微細構造の理解に遭遇する状況と類似している。パウリのスピン理論の項において、非相対論的にこれを記述する試みは間違いであるという運命に定められているだけでなく、すべての点で本質的に相対論的である現象に完全に間違った描像を与える。3つの相対論的な現象が、この微細構造の原因となっている：速度による質量の相対論的な変化と、Zitterbewegungに相対論的な起源を持つ電子の正常モーメントと、相対論的 Zitterbewegung から生ずるダーウィン項である。

強調すべき点はなお、他にある。上の現象論的な解析は、重水素原子がその基底状態で、電子と原子核スピンの反平行になっている、全角運動量 $\frac{\hbar}{2}$ の原子の電磁的性質のいくつかを、少なくとも原理的に議論することに適用される。この場合、内在する係数 ε_1 は Bohr 半径の2乗に電子の荷電を掛けた大きさであり、原子の“異常”磁気モーメントは、Bohr 磁子の大きさである。このように、内在する係数 ε_1 に対する磁気項の比はここでは、 10^{-9} の大きさであり、そしてそれゆえ、磁気項は実際上、そのような場合の原子の荷電分布の議論において無視される。この問題の、非相対論的な解析は、完全に満足いくものである。この比は中性子の場合に準じて小さいが、その場合においても又、非相対論的解析が適当である。

理論的解析は、電磁場についての2次又はより高次の大きさの項の可能な寄与を省略する。そのような項は、原子核に関する荷電と電流分布の分極性の結果として理論的に存在すべきである。それらの寄与は、あらゆる与えられた中間子論から計算されうるし、又、原子核についての中間子の光成生に対する断面積からそれらは推測される。そのような計算は、これまで陽子と中性子の両方についてなされた実験における効果と比べて、分極効果が一般的に小さいと

いうことを示している。しかしながら、内在する中性子—電子相互作用は、 ε_1 に対する正確な結果が得られる程度まで実験が改良されるとき、そのような分極補正がそれにもかかわらず必要であることを示す程度に小さい。

§ f 中間子論

(1) 序 説

この点までは、核子構造の基本的な理論の項で、それらを理解する企てなしに、実験結果とその適当な現象論的解析に、議論を集中する。中性子—電子相互作用のあらゆる論評は、これら企画のある記述なくしては、不完全であろう。これに関して、中性子—電子相互作用は、核子の他の電磁的性質から論理的に孤立化されうるし、そしてそれゆえこの議論の中に、陽子に対する内在するダーウィン係数 ε_1 と中性子と陽子の異常磁気モーメントも又、含むことが必要である。

中間子論は、核子の電磁的構造（すなわち、単純なディラック粒子の振る舞いからの、それらの電磁的振る舞い偏差）が合理化される項について主要な基礎を与えることを約束する。この理論において、荷電が電磁場の源であるのと同じしかたで、核子が中間子の場の源であると考えている。中間子場の量子は、その中に有限の静止エネルギーとそれら自身の電荷をになっている電磁場の量子とは異なっている。核子による中間子の仮想的放射と再吸収は、光子の仮想的放出と吸収が電子や他の荷電粒子の電磁的性質を修正するのと類似の仕方では核子の電磁的性質を修正する。

その源に対する電磁場の結合は、微細構造常数 $e^2/\hbar c = 1/137$ によって測定される。この数の小ささは、この相互作用を小さな摂動とし扱うことを許容し（弱結合理論）、関連する S 行列要素の展開を、微細構造常数の相対的に速く収斂する冪級数と考えることによって、電磁的問題の解を与える。この取り扱いにおいて、電磁場の源の質量と荷電さえ、相互作用によって変えられるということを認めることが、本質的である。計算を通して、この事実の矛盾のない認識は、いわゆるくりこみ計画を構成する。相対論的に矛盾のない方法でどのようにして、これがなされるかということの発見の後にのみ、量子電気力学は正確にあいまいさなしに、電子と陽電子の振る舞いを記述することが出来る。

電気力学についてのくりこみ計画と関連付けられた摂動法の成功は、中間子場の取り扱いにおいて、類似の成功がなされるという希望を与える。だが、この希望は実現されていない。それはおそらく、この場合の結合が十分に弱くないからであろう。それにもかかわらず、共変的弱結合論は、それが相対論的に共変な唯一の現代理論であり、又それが少なくとも中間子場の存在から生ずる現象の性質へ質的な洞察を与えるという、ある長所を持っている。しかしながら、量的に推定上、中間子の源である重要な現象を記述することに完全に失敗している：核子—核子力や、中間子散乱や、核子間の又は、光子と核子の間の衝突による中間子の生成や核子の電磁的性質。

弱結合の中間子論の失敗は中間子論それ自身の基本的な弱さを暗示する必要はないが、しか

しそれを取り扱う数学的な方法の不十分さを示す必要がある。もし理論の共変性が、弱い結合近似を避けるために終局的に犠牲にされるならば、この骨抜きにされた型において、理論は擬量的に、又は量的な方法で、上記の実験的現象の多くの特長を説明出来るということにおいて、極端に価値がある。はっきりしないことは、骨抜きにされた理論と、その相対論的に共変な根源との間の明確な関係であるが、この点でさえ、分散関係の取得のような最近の進歩は、もし全く見え透いているのでないならば、この関係の理解をよりはっきりさせている。

中間子の実験的な研究は、 π -中間子場が相対論的にシュースカラー場として変換し、正と負と中性の中間子は対称なしかたで、核子源と結合し、荷電スピン空間における回転のもとに、荷電独立又は不変として知られる性質をその系に与える。このように、対称シュースカラー中間子論のみを考える必要がある。場の核子源への結合については、ほとんど知られていない。最も単純な結合（シュースカラー結合）は、知られていて、くりこみ論を導き、我々は現代理論の前口上を得る。いわゆるシュースカラー結合論は、くりこみ論ではないが、しかしよく知られた同等の理論を通して、シュースカラー結合理論とある性質を分かち。くりこみ性の欠乏は、それを思考から除外する必要はないが、しかし結果として意味のある結果を与えるというしかたで、それがそれだけで共变的に取り扱われるはずがないという事実がある。中間子場の中に非線型である結合のそれ以上の型が存在しうるがしかし、これらはいかなる系統的な方法でも探究されていない。我々の共変弱結合論の議論は、シュースカラー結合論に限定されている。

詳細に進む前に、そのまま核子の電磁的性質に対する荷電独立の結果を議論することが適当である。核子と中間子のみを含む理論において、荷電スピン空間におけるベクトルのZ成分として中間子場の荷電と電流密度が変換し、そしてそれゆえ等しいが、しかし反対符号の寄与を中性子と陽子に対する電磁的性質に与える。一方、核子の荷電と電流密度に対する寄与は、荷電ベクトルと荷電スカラーの線型結合として変換し、それゆえ、陽子の性質へのその寄与と比べるとき、中性子の性質へのその寄与の間に簡単な関係が存在しない。結果的に、荷電独立性それ自身が、中性子に対する電磁的係数 ε_n と μ_n と陽子に対するそれらとの間に関係を押し付けない。それにもかかわらず、係数 ε_n と μ_n の次のように定義された荷電スカラーと荷電ベクトル部分を考えることは有用である

$$\begin{aligned}\varepsilon_n^V &= \frac{1}{2}(\varepsilon_n^P - \varepsilon_n^N) & \varepsilon_n^S &= \frac{1}{2}(\varepsilon_n^P + \varepsilon_n^N) \\ \mu_n^V &= \frac{1}{2}(\mu_n^P - \mu_n^N) & \mu_n^S &= \frac{1}{2}(\mu_n^P + \mu_n^N)\end{aligned}\tag{28}$$

なぜなら、中間子荷電電流は荷電ベクトル部分にのみ寄与するので、この型の表現は、ある程度、これらの係数への理論的寄与を孤立させる。これらの定義から、核子の異常磁気モーメントに対して、荷電ベクトル部分がより大きいということを実験値が示していることは明らかである。一方、 ε_1 の荷電スカラーと荷電ベクトル部分は大きさがほとんど等しい。

(2) 弱結合シュードスカラー理論

シュードスカラー結合理論に対する弱結合近似に関する計算は、多くの人々によってなされた。2, 3 の以前の論文における、ある磁気項に関する小さい方の誤差とある計算間違いを正せば、すべての計算が合う。 ϵ_n と μ_n という係数の値は、結合定数の 2 乗に比例しているので、実験結果との比較は結合定数と独立な引用された比によって容易にされる。結果は表 I に与えられていて、悲しむべき注釈を示しており、修正されない弱結合論への碑文を書いている。数個の点には、しかしながら興味がある。

表 I 弱結合シュードスカラー中間子論の結果の実験との比較

量	実験値	理論値
μ_0^N / μ_0^P	-1.07	-7.8
$\epsilon_1^N / \epsilon_1^P$	0.0015 ± 0.01	-0.28
$\epsilon_1^N / (\mu_0^N \hbar / 2MC)$	-0.007 ± 0.05	0.32
$\epsilon_1^P / (\mu_0^P \hbar / 2MC)$	5.1	9.0

(a)理論は、異常磁気モーメントに対して、荷電スカラーが大きいことをはっきりと予言している。荷電スカラー部分は核子電流から生ずるので、実験値は電流に対する核子の寄与が強くもみ消されるか又はその荷電スカラー部分が、その荷電ベクトル部分に相対的に強くもみ消されることを示している。

(b) ϵ_1^N を含む比に対する理論と実験の間の差も又大きい、しかしそれらがあってきたように大きくない。 ϵ_1^N の理論値は期待された値よりも一般的に小さいのは、それに対する中間子と核子の間の寄与の適度の相殺のためであり、このような相殺は ϵ_1^P には生じない。事実、もし π —中間子の質量が近似的にその実際の値の 2 倍であるならば、この相殺は完全になり、 ϵ_1^P の認められる変化なしに $\epsilon_1^N = 0$ となるであろう。このように、中性子—電子相互作用に対する小さな値は中間子と核子の寄与の相殺によって得られるが、しかしそのような相殺は純粋に偶発的な現象であろう。磁気モーメントが実験に合うことは電流密度への核子の寄与をもみ消すということを要求するが、一方では係数 ϵ_1 が実験と合うということが、荷電密度に対する核子の寄与が大きくて、中間子の寄与と比較されることを要求するということは、興味あることであるが、わけのわからないことである。どのようにして、これらの条件があらゆる弱結合論の修正によってなされるのか理解することは簡単ではない。

(3) Chew-Low 静電論

共変的な方法で、弱結合論における高次の項を考慮に入れるための直接の企ては、実験と弱結合論の差の改善において、特に成功であったとはいえない。しかしながら、もし共変性が犠牲にされるならば、中間子散乱や、中間子光生成や内部核子力に関する実験結果を相互に関係付けることに著しい成功をしている理論から、結論を得ることが可能である。特に、いわゆる“静電モデル”は Chew と Low によって詳しく解析されたが、ここに記述するに値しよう。これは核子が中間子場の静電的拡張源として表現されたシュードスカラー結合の骨抜きされた型である。しかしながら、それは等価原理によってシュードスカラー結合論と関係付けられ、そ

して少なくとも粗く言えば、核子反跳や対生成削除に関して、シュードスカラー理論に対応し、そして又、拡張された源に対応するモーメントカットオフの導入によって実質的にゼロに換算された高運動量の中間子の放出に対する行列要素に関して、シュードスカラー理論に対応する。この理論において、結合方法の適応が正当化されるばかりでなく、より高次の補正が矛盾のないしかたで計算されうる。

そして、この理論は、物理的核子が、“しん”と“中間子場”と“中間子雲”によって構成されていると考えている。後者は少なくとも特別の中間子場の外にある部分を記述している。しんは拡張された中間子源関数によって表され、核子反跳や核子—核子対や核子と結合しているであろう重い粒子や特別の中間子場の内部の複雑な効果をいちぢるしく簡単にされた方法で仮定的に表している。その明細は外にある中間子場についてのもののように完全ではないが、その電磁的性質についてのそれは特に正しいものである。物理的核子の電磁的性質に対する外にある中間子場の寄与を計算することはそんなに困難ではないが、しんの寄与は全くはっきりとしない。

外にある中間子場は、モーメントの有勢な部分である核子の異常磁気モーメントの荷電ベクトル部分にのみ寄与する。その寄与は中間子散乱についての実験データに合わせてすでに固定されている基本的な変数（結合定数やカットオフモーメント）の項について計算されうるし、又種々の不確定性を考慮に入れた、モーメントの荷電ベクトル部分の実験値と全く無理なく一致する。しんの寄与は、一方、それによる電磁的性質に多く依存している。もしそれが陽子状態の正規のディラックモーメントによって、中性子状態のモーメントによるものでなければ、その荷電ベクトル部分は、中間子の寄与から得られた実験値との一致をそんなにひどく攪乱しない。その荷電スカラー部分は、しかしながら、実験値と比較するとき大きすぎる。その複素数的性質を批評して、しんのこの取り扱いが正当なものとは言えないし、その特別な取り扱いに関するあいまいさが大変大きいので、中間子雲の寄与に対して得た、合理的な値がなにか意味を与えるかどうかを決定するのがむずかしい。

中性子—電子の相互作用と陽子の2乗平均荷電半径を測定する係数 ϵ_1 に関する状況は不満足なものである。外にある中間子場の寄与は、もしそれが単独で与えると考えるならば、中性子に対しては大きすぎ、陽子に対しては小さすぎる。実験的には、 ϵ_1 の荷電スカラーと荷電ベクトル部分はほとんど等しく、荷電ベクトル部分のみに寄与する中間子雲のみでは、実験と一致する値が出ない。再び我々は、しんの特別な取り扱いについては途方にくれる。内在する中性子—電子相互作用の観察された小さな値を得るために、しんの荷電が、中間子雲それ自身の大きさと比べて、それを越える領域に広がっていると仮定する必要がある。これは大変魅力のない仮定であるが、なぜならば、それは電磁的にしんは全核子と同じくらいの大きさで、それゆえにしんと中間子雲の間の分離という物理的意味があいまいになってくるということを示しているからである。

この議論から、静電的モデルについての核子の電磁的性質に対する結果の説明は、しんの適当な取り扱いの不確かさのために高度にあいまいである。しかしながら、理論が基本的に非相

対論的でないという事実の結果として、それ以上のあいまいさが存在する。前に強調したように、中性子—電子相互作用の非相対論的な取り扱い、そのかぎりでは、磁気モーメントも又、高度に疑わしいのは、考えられている効果と実質上同じ大きさの相対論的補正の適当な処理が、疑問だからである。

静電モデルにおける荷電密度の半径についての2次のモーメントを実験中に直接観察される表面上の相互作用とみなすよりは、実験的な内在中性子—電子相互作用とみなすのが、一般的な習慣であり、これは磁気項をも含んでいる。これが適当な取り扱いで、そして人が静電理論の相対論的根源に対する明確な関係を知るまでは、適当な取り扱いが大変疑問であることを示す議論をここで与えることがはっきり決っていないことを感じない。

磁気項の物理的源はその Zitterbewegung における中性子の内部磁気モーメントの運搬の項において理解される。異常モーメントを生ずる電流分布が運搬されねばならないことをこれは意味する。中間子論において、電流分布は一部は少なくとも、核子のまわりの仮想的な中間子雲から生ずる。もし中間子雲の“自然な振動数”が明らかに Zitterbewegung の振動数 Mc^2/\hbar よりも低ければ、中間子場は Zitterbewegung について行けず、その代りに核子の平均位置に集中する傾向があり、Zitterbewegung に関与しない。そのような偶然の出来事において、磁気項は不在であることが期待されるか又は、少なくとも核子源に相対的な中間子雲の“すべり”の度合いによるファクターだけ縮められる。もしこれが事実ならば、静電論の“しん”が核子源の Zitterbewegung からその拡張の一部分を受け取り、そして、それゆえ、直接の実験値と比べるためにこの理論からの結果に磁気項が加えられるべきではないという意味で、これら静電モデルの特別の事情において説明されうる。これは、我々の相対論的現象的解析が正しくないということを意味しているのではなく、内在的な項の中に含まれる効果によって、一部磁気項が取り消されるような、 μ_0 と ε_1 の間の力学的な関係が存在することを意味する。いかなる場合においても、人が完全に相対論的な理論を持つ限り、磁気項の適当な取り扱いにおいて、少しもあいまいさが無い。

我々はこの議論の正しさのために、特別な断片をさこうというのではなく、非相対論からの確実な結論を描くことを企てうる問題の例としてのみ考慮し、それゆえ、注意を呼び起こすための忠告として考える。この基礎の上に、我々は核子の電磁的構造の問題を正しく扱うために、簡単に静電論は不適当であると結論したいと思う。

π 中間子場が、核子の電磁的構造の原因となる唯一の場ではないことを述べたい。K—中間子場への核子の結合は又、この構造への寄与をするし又、Sandri が指摘したように、その効果は内在する中性子—電子相互作用に帰すべき型をいう。

参考文献

- ref A LESLIE L. FOLDY "Neutron-Electron Interaction" REVIEWS OF MODERN PHYSICS VOL 30, NO. 2 p. 471, 1958.
ref B D. J. HUGHES, J. A. HARVEY, M. D. GOLDBERG AND MARILYN J. STAFNE "The Neutron - Electron Interaction" Phys Rev VOL. 90, P. 497(L), 1953. (原稿受理 1989年11月27日)