

東京音楽大学リポジトリ

Tokyo College of Music Repository

しきい値近辺での陽子, 重陽子, ヘリウム :
原子核反応における反陽子生成の研究

メタデータ	言語: ja 出版者: 公開日: 1997-12-20 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: メールアドレス: 所属:
URL	https://tokyo-ondai.repo.nii.ac.jp/records/772

This work is licensed under a Creative Commons Attribution-NonCommercial-ShareAlike 3.0 International License.



しきい値近辺での陽子，重陽子，ヘリウム —原子核反応における反陽子生成の研究

羽 石 祐 一

概 要

陽子—原子核反応からの反陽子生成に対して，核子—核子反応からの反陽子生成の微分断面積に1体の Fermi 運動量分布と原子核内で相関しあっている2核子から成る2体の Fermi 運動量分布を考慮して反陽子生成の反応機構を研究した。さらに原子核—原子核反応からの反陽子生成のときは，入射原子核と標的原子核ともに1体と2体の Fermi 運動量分布を考慮して反陽子生成の反応機構を研究した。入射エネルギーがしきい値に近いときには2体の Fermi 運動量分布からの寄与は1体の Fermi 運動量分布の3倍以上に及ぶことがわかった。入射エネルギーがしきい値より小さくなるにつれて2体の Fermi 運動量分布からの寄与が1体の Fermi 運動量分布からの寄与よりさらに大きくなり，入射エネルギーが3.5GeV に至っては約10倍も2体の Fermi 運動量分布からの寄与が大きいことがわかった。また，光速に近い速さで運動している物質は Lorentz 収縮する。この効果によって入射原子核内の核子の Fermi 運動量は静止しているときよりも大きな運動量をもつことになり，この結果，光速に近い速さで運動している原子核内の核子の Fermi 運動量分布は，高い確率で大きな Fermi 運動量をもつことができるように変形するので，Lorentz 収縮の効果を考慮しないときより反陽子生成に約4倍もの寄与をすることがわかった。

1. 序論

核子—核子反応から反陽子を生成させるためには実験室系で約6.6GeV もの入射エネルギー（しきい値）が最低でも必要である。にもかかわらず，核子—原子核，原子核—原子核反応からの反陽子生成^[1]を調べると，しきい値以下の入射エネルギーでもかなり高いエネルギーをもった反陽子が生成されることが知られた。

さらに，入射エネルギーが同じときヘリウム—原子核反応からの反陽子生成の微分断面積は陽子—原子核反応からの反陽子生成の微分断面積の4倍（ヘリウムは核子4つから構成されている）であると考えられるが，実際には入射エネルギーにも依存するが約20～400倍も大きいことがわかった。

最初、しきい値以下での反陽子生成の実験は LBL—Bevalac^[1] で行われた。さらに GSI—SIS^[2] でも反陽子生成が確認された。その後 J. Chiba らによってさまざまな入射粒子と標的原子核の組合せで実験が行われた^[3,4]。

これらの実験を説明する理論のひとつは核子—核子散乱に 1 体の Fermi 運動量分布を考慮し、反陽子生成を説明するものである^[5]。しかしこの理論は陽子—原子核反応からの反陽子生成はうまく説明できたが、原子核—原子核反応からの反陽子生成は実験値を大きく下まわった。もうひとつの理論は Δ 粒子 (1232MeV) と N^* (1440MeV) の共鳴状態を考慮した Vlasov—Uchling—Uhlenbeck (VUU) 輸送理論を基礎としたものである^[6]。この理論は陽子—原子核反応だけでなく原子核—原子核反応からの反陽子生成もよく説明している。

われわれは、この論文で反陽子生成における Fermi 運動量分布と Lorentz 収縮の効果を明らかにしたい。

2. Lorentz 収縮と Fermi 運動量分布

広がりをもつ物質は光に近い速さで運動すると Lorentz 収縮することが知られている。またこの収縮は運動方向にだけ起こる。例えば静止しているときの長さ L_0 、静止質量 M_0 の物質が Z 軸の正の向きに速さ V で運動すると、この物質の静止しているときの長さ L_0 は運動しているときの物質の長さ L とつぎのような関係で結ばれる。

$$L = L_0 / \gamma \quad (1)$$

ただし

$$\gamma = (1 - (V/C)^2)^{-1/2} = E_0 / M_0 \quad (2)$$

L は L_0 より短い (収縮した) ことは明らかである。ここで C は光速、 E_0 は静止質量 M_0 、速度 V で運動している物質のエネルギーである。

この物質が原子核であるとどのようになるであろうか。原子核が静止しているときの大きさを R_0 、原子核内で運動している核子の Fermi 運動量を p_0 とする。この原子核が Z 軸方向に運動するとこの進行方向にだけこの原子核は収縮し、静止していたときの大きさ R_0 は R のように収縮する。

$$R = R_0 / \gamma \quad (3)$$

また、原子核の大きさ R_0 と Fermi 運動量 p_0 の間には不確定性原理

$$R_0 p_0 = \hbar \quad (4)$$

が成り立つ。ここで \hbar は Planck 定数を 2π で割った量である。収縮した原子核にもこの不確定性原理が成り立つ。収縮した原子核の大きさを R 、このときの Fermi 運動量を p とすると

$$Rp = \hbar \quad (5)$$

となる。式(3), (4), (5)より

$$p = \gamma p_0 \quad (6)$$

が得られる。

原子核が静止しているときの最も簡単な Fermi 運動量分布はつぎのように与えられる。

$$W_0(p_F) = N_0 \text{Exp}(-p_F^2/p_0^2) \quad (7)$$

ここで N_0 は規格化定数。すなわち

$$\int_{-\infty}^{\infty} W_0(p_F) d^3 p_F = 1 \quad (8)$$

となるように N_0 を決める。

原子核が Z 軸方向に運動しているときの Fermi 運動量分布は式(7)に対応して

$$\begin{aligned} W'_0(p_F) &= N'_0 \text{Exp}(-p_F^2/p^2) \\ &= N'_0 \text{Exp}(-p_F^2/(\gamma p_0)^2) \end{aligned} \quad (9)$$

と記述できる。ここで N'_0 は規格化定数。

以上より、原子核が静止しているときと運動しているときの Fermi 運動量分布はそれぞれ式(7)と(9)であらわされることがわかった。ここで、原子核が静止しているときと、エネルギー $E_0 = 2.0 \text{ GeV}$ で運動しているときの Fermi 運動量分布を比較してみる。 p_0 として代表的な値 $0.14 \text{ GeV}/c$ を用いる。この結果は Fig. 1 に示した。これから Lorentz 収縮を考慮した Fermi 運動量分布、式(9)のほうが p_F が大きい領域での存在確率が大きいことがわかる。この効果は原子核-原子核反応において大きな役割を果たすものと思われる。

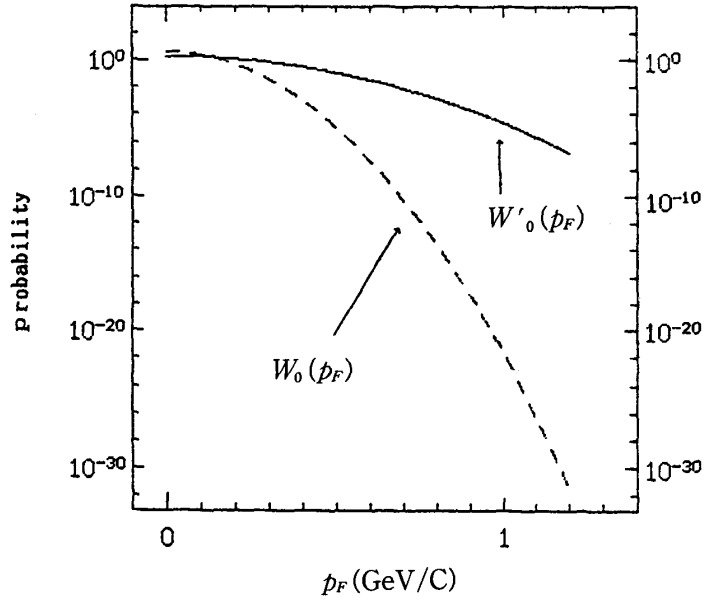


Fig. 1 Lorentz 収縮を考慮した Fermi 運動量分布 $W'_0(p_F)$ と Lorentz 収縮を考慮しない Fermi 運動量分布 $W_0(p_F)$ 。

3. Model

われわれの Model は、核子-核子反応からの反陽子生成の微分断面積に Fermi 運動量分布を加味したものである。

まず礎過程としての核子-核子反応からの反陽子生成の機構は Fig. 2 に示される。そして Fig. 2 に対する微分断面積をつぎのように仮定する。

$$E \frac{d\sigma}{d^3\bar{p}} = C_0 \sigma(S) \text{Exp}(-\beta^2|t|) \quad (10)$$

ただし、 β^2 は $4.2 \text{ (GeV}^{-2}\text{)}$ を採用した。 C_0 は定数である。 $\sigma(S)$ は反陽子生成の全断面積で実験値よりつぎのように parametrize された^[7,8,9]。

$$\sigma(S) = 0.01(S^{1/2} - 4M)^{1.846} \text{ (mb)} \quad (11)$$

S は重心のエネルギー。また式 (10) の t は入射核子から生成される反陽子と標的核子から生成される反陽子を考慮して、入射核子の 4 元運動量 $P_1(E_1, \mathbf{p}_1)$ と標的核子の 4 元運動量 $P_2(E_2, \mathbf{p}_2)$ と生成された反陽子の 4 元運動量 $\bar{P}(E, \bar{\mathbf{p}})$ とを用いてつぎのようにあらわした。

$$t = [\mu(P_1 - \bar{P})^2 + \nu(P_2 - \bar{P})^2] / \tau \quad (12)$$

ここで μ , ν , τ は定数で μ , ν はそれぞれ Fig. 2(a) と Fig. 2(b) から生成される反陽子の比率に関係している。そして $\tau = \mu + \nu$ である。定数 μ は 1.2, ν は 1.0 を選んだ。

これで礎過程の記述ができたので、つぎに陽子-原子核 (^{63}Cu) 反応に移る。まず標的原子核内の 1 核子との散乱を考える。これは Fig. 2において標的核子の 4 元運動量 P_2 を $P_{F_2}(E_{F_2}, p_{F_2})$ にかえ、標的原子核内の 1 体の Fermi 運動量分布を考慮することによって得られる。よって微分断面積は

$$E \frac{d\sigma}{d^3\bar{p}} = C_0 \sigma(S) \int \text{Exp}(-\beta^2|t|) \times W_1(p_{2F}^L) dp_{2F}^L \quad (13)$$

と書かれる。ここで $W_1(p_{2F}^L)$ は $W_1(p_F)$ を横方向の Fermi 運動量で積分したもので、縦方向の Fermi 運動量分布をあらわす。すなわち

$$W_1(p_{2F}^L) = \int W_1(p_{2F}) d\phi dp_{2F}^T dp_{2F}^T \quad (14)$$

である。なぜ縦方向の Fermi 運動量分布だけでよいのかといえば、生成される反陽子の散乱角度が 5.1 度と非常に小さいために横方向の Fermi 運動量分布の寄与は小さいからである。また $W_1(p_{2F})$ は標的原子核内の 1 体の Fermi 運動量分布でつぎの Gauss 型を採用した^[10,11]。

$$W_1(p_F) = N_1 [\text{Exp}(-p_F^2/p_0^2) + \epsilon_0 \text{Exp}(-p_F^2/q_0^2)] \quad (15)$$

ここで ^{63}Cu に対して $p_0 = 0.162$ (GeV/c)^[12], $q_0 = 3^{1/2}p_0$ (GeV/c) である。 ϵ_0 は 0.13 を採用した。

つぎに標的原子核内で相関している 2 核子からなる 2 体の Fermi 運動量分布の寄与も考慮すると Fig. 3 となり、これからの微分断面積は

$$E \frac{d\sigma}{d^3\bar{p}} = C_f \sigma(S) \int \text{Exp}(-\beta^2|t|) \times W_2(p_{2F}^L) dp_{2F}^L \quad (16)$$

と書ける。ここで C_f は定数で Fig. 2 と Fig. 3 より C_0 の 2 分の 1 である。ただし 2 体の縦方向の Fermi 運動量分布 $W_2(p_{2F}^L)$ は 2 体の Fermi 運動量分布 $W_2(p_F)$ を式(14)と同様に横方向の Fermi 運動量で積分したものである。また 2 体の Fermi 運動量分布 $W_2(p_F)$ は後方散乱の問題を解決したときに用いられた運動量分布^[10]と同じで

$$\begin{aligned} W_2(p_F) = & N_2 [\text{Exp}(-p_F^2/2/p_0^2) \\ & + 2\epsilon_0 (2q_0^2/(p_0^2 + q_0^2))^{1.5} \text{Exp}(-p_F^2/(p_0^2 + q_0^2)) \\ & + \epsilon_0^2 (q_0/p_0)^3 \text{Exp}(-p_F^2/2/q_0^2)] \end{aligned} \quad (17)$$

と与えられる。ここで N_2 は規格化定数である。 p_0, q_0 と ϵ_0 は式(15) と同じ値である。

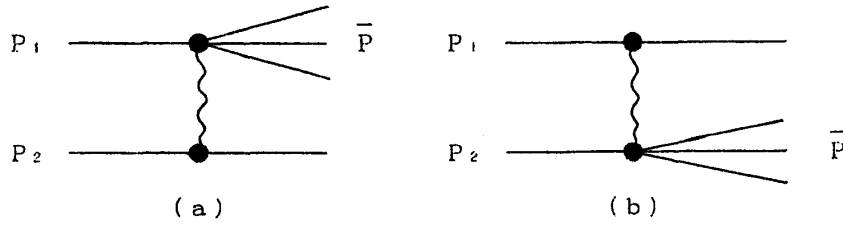


Fig. 2 Feynman グラフ(a)は入射核子から反陽子が生成されていることを示し、Feynman グラフ (b)は標的核子から反陽子が生成されていることを示している。

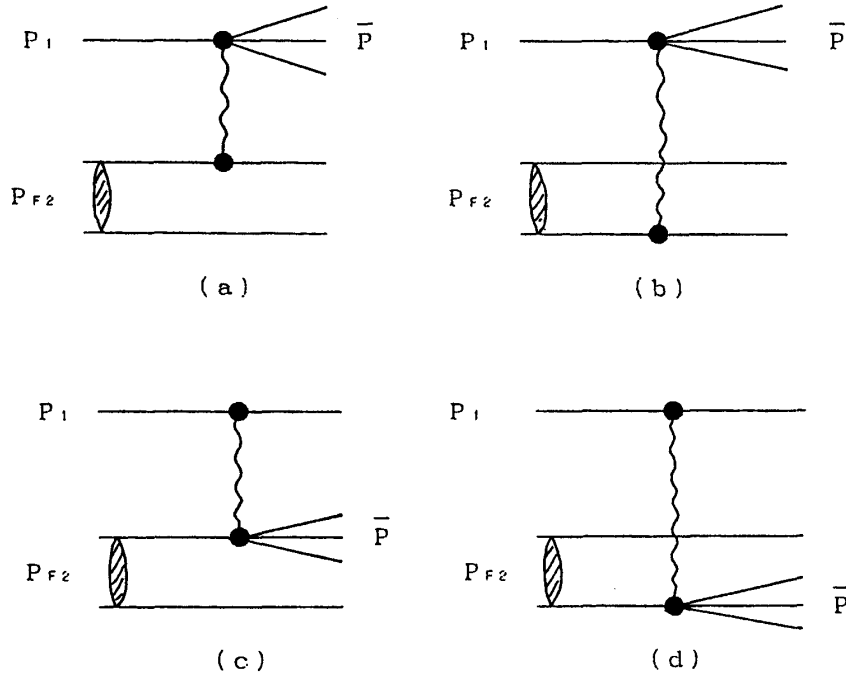


Fig. 3 標的原子核内で関連しあっている2体の核子と入射陽子との散乱を示している。Feynman グラフ (a), (b) は入射陽子から反陽子が生成され、Feynman グラフ (c), (d) は標的核子から反陽子が生成されていることを表す。

つぎに原子核（重陽子，ヘリウム）—原子核 (^{63}Cu) に移る。陽子—原子核反応と異なるところは入射粒子（重陽子，ヘリウム）の1体の Fermi 運動量分布と2体の Fermi 運動量分布の寄与も考慮しかつ Lorentz 収縮の寄与を考慮することである。Fig. 2に Lorentz 収縮の寄与を考慮した微分断面積が式(18) である。また Fig. 3に Lorentz 収縮の寄与を考慮した微分断面積が式(19) で、式(20) は Fig. 3の入射陽子と標的原子核内の2核子との役割を入れ換えたものである。そして Fig. 4に対する微分断面積は式(21) によって与えられる。

$$E \frac{d\sigma}{d^3\bar{p}} = C_0 \sigma(S) \int \text{Exp}(-\beta^2|t|) \times W'_1(p^L_{1F}) dp^L_{1F} W_1(p^L_{2F}) dp^L_{2F} \quad (18)$$

$$E \frac{d\sigma}{d^3\bar{p}} = C_f \sigma(S) \int \text{Exp}(-\beta^2|t|) \times W'_1(p^L_{1F}) dp^L_{1F} W_2(p^L_{2F}) dp^L_{2F} \quad (19)$$

$$E \frac{d\sigma}{d^3\bar{p}} = C_f \sigma(S) \int \text{Exp}(-\beta^2|t|) \times W'_2(p^L_{1F}) dp^L_{1F} W_1(p^L_{2F}) dp^L_{2F} \quad (20)$$

$$E \frac{d\sigma}{d^3\bar{p}} = C_s \sigma(S) \int \text{Exp}(-\beta^2|t|) \times W'_2(p^L_{1F}) dp^L_{1F} W_2(p^L_{2F}) dp^L_{2F} \quad (21)$$

ここで $W'_1(p^L_{1F})$ と $W'_2(p^L_{1F})$ はそれぞれ Lorentz 収縮した入射原子核内の 1 体の縦方向の Fermi 運動量分布と 2 体の縦方向の Fermi 運動量分布をあらわし, Lorentz 収縮のない 1 体の縦方向の Fermi 運動量分布と 2 体の縦方向の Fermi 運動量分布 (式(13) と (16)) において p_0, q_0 をそれぞれ $\gamma p_0, \gamma q_0$ で置き換えたものである。また重陽子に対して $p_0=0.08\text{GeV}/c$, ヘリウムに対して $p_0=0.11\text{GeV}/c$ を採用した^[12]。 C_s は定数で Fig. 2 と Fig. 4 より C_0 の 4 分の 1 である。

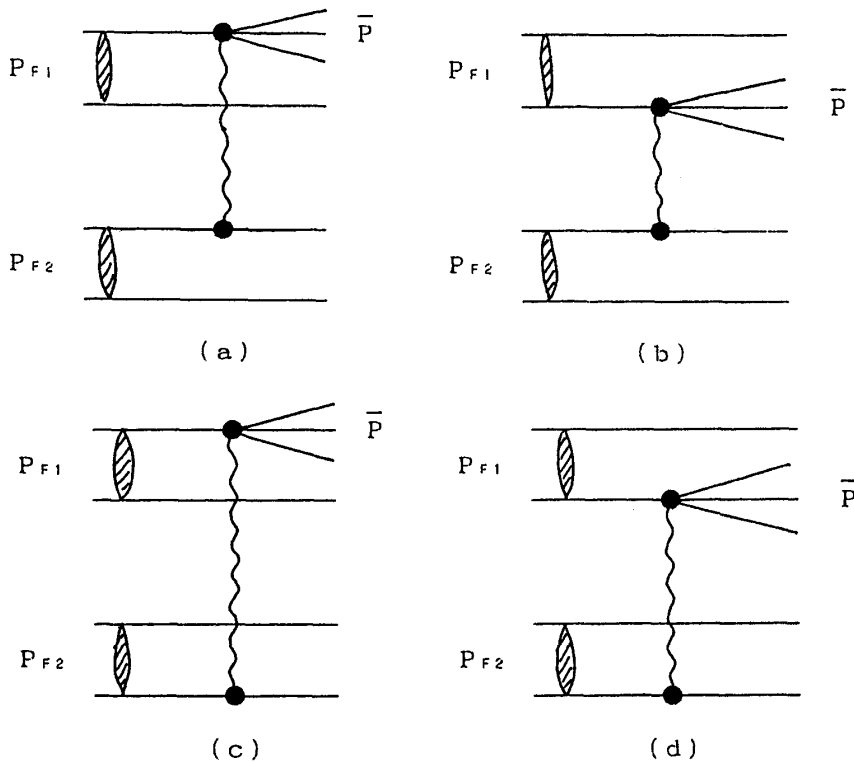


Fig. 4 入射原子核内での相関しあった 2 核子と標的原子核内で相関しあった 2 核子どうしの散乱を示す。ここに示されている Feynman グラフ (a)~(d) は入射原子核内の 2 核子から反陽子が生成されるものである。このほかに 4 つ標的原子核内の 2 核子から反陽子が生成される Feynman グラフがある。

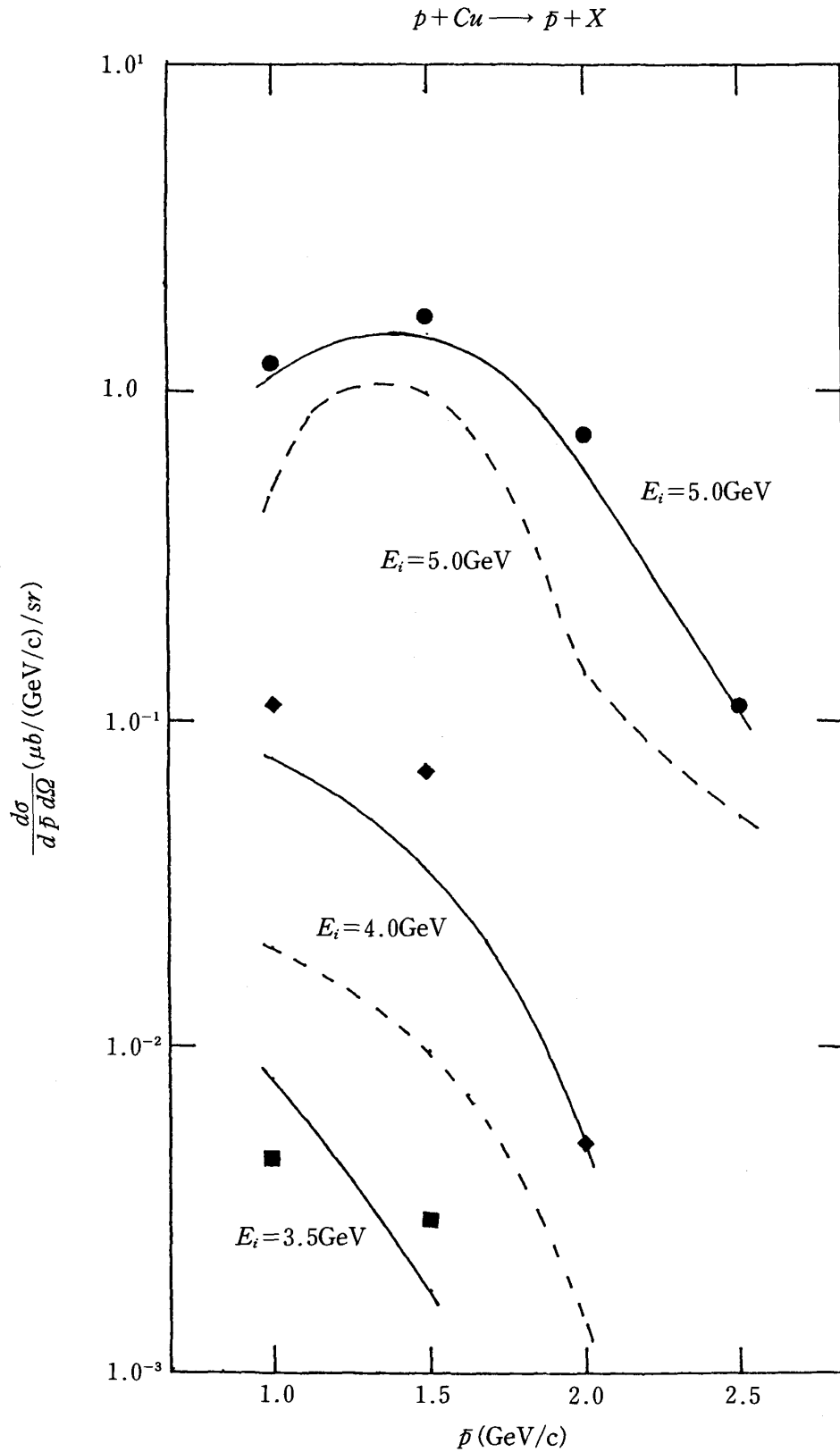


Fig. 5 ●, ◆, ■は実験値^[4]で、それぞれ入射エネルギーが5.0GeV, 4.0GeV, 3.5GeVに対応している。実線は Fig. 3の Feynman グラフに対応する理論値。破線は Fig. 2の Feynman グラフに対応する理論値。

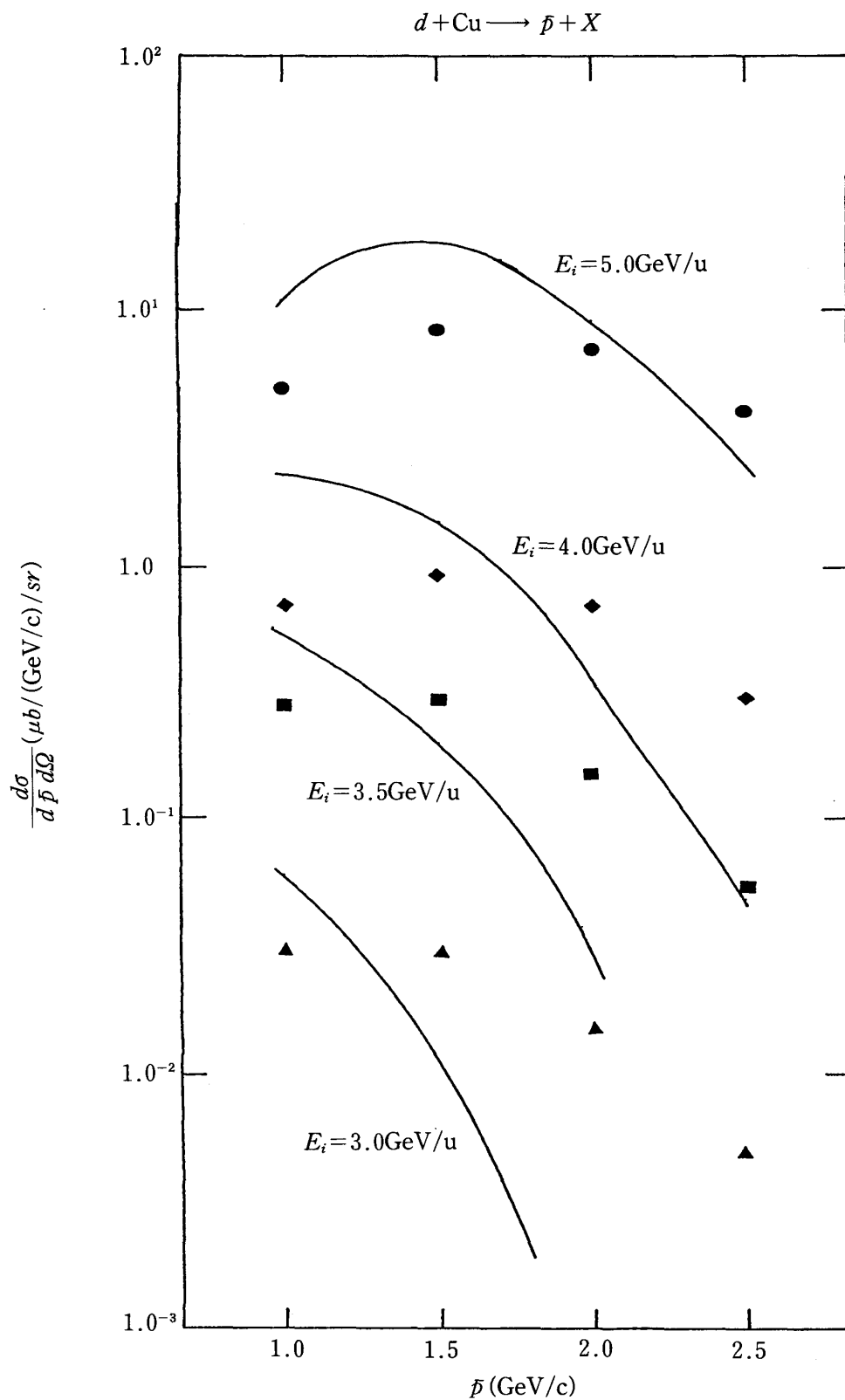


Fig. 6 ●, ◆, ■, ▲は実験値^[4]で、それぞれ入射エネルギーが5.0GeV, 4.0GeV, 3.5GeV, 3.0 GeVに対応している。実線は Fig. 3の Feynman グラフと Fig. 4の Feynman グラフに対応する理論値の和。

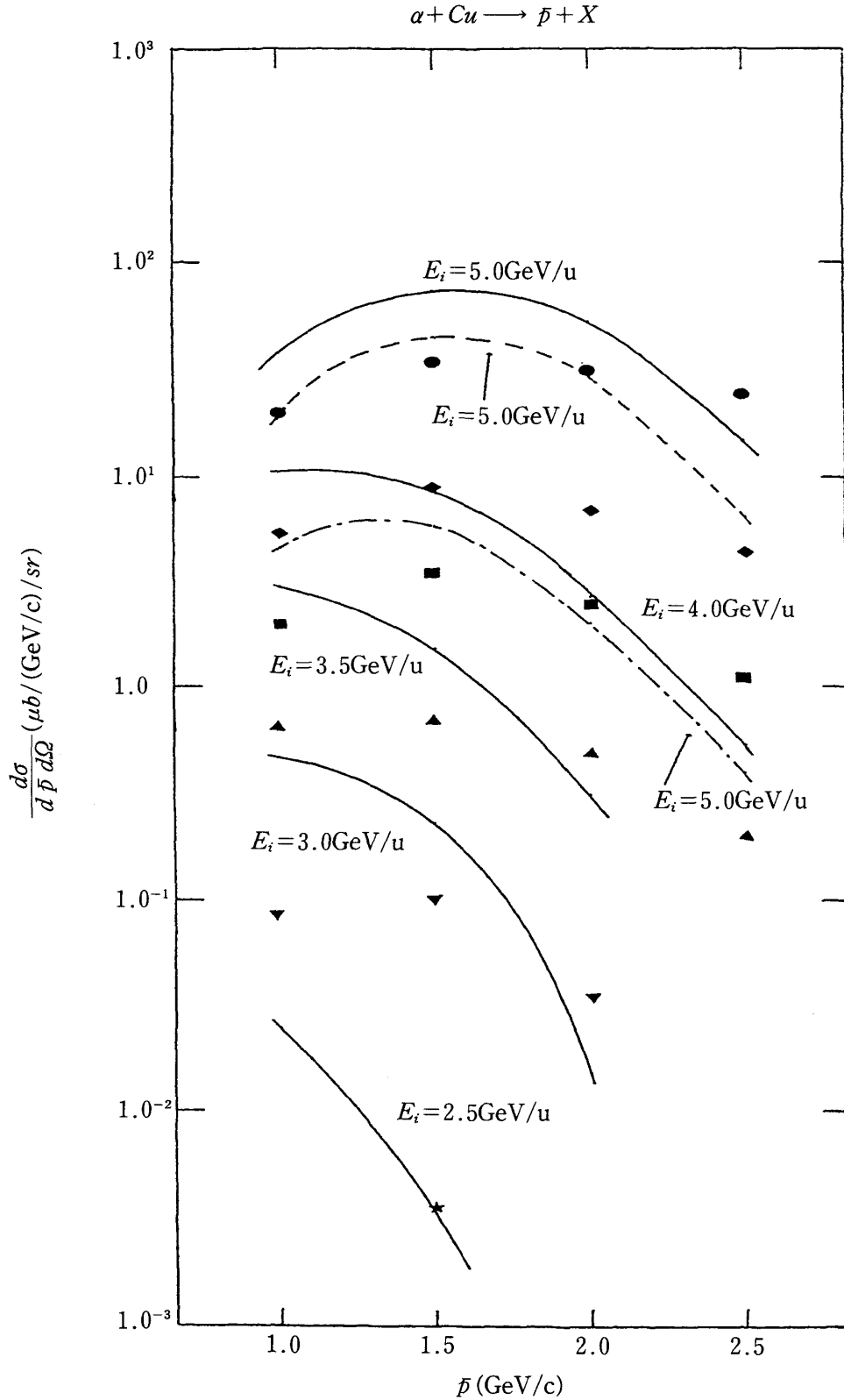


Fig. 7 ●, ◆, ■, ▲, ▼, ★は実験値^[4]で、それぞれ入射エネルギーが5.0GeV, 4.0GeV, 3.5 GeV, 3.0GeV, 2.5GeV, 2.0GeVに対応している。実線はFig. 3のFeynmanグラフとFig. 4のFeynmanグラフに対応する理論値の和。破線はLorentz収縮を考慮したFig. 4のFeynmanグラフに対応する理論値で、一点破線はLorentz収縮を考慮しないときのFig. 4のFeynmanグラフに対応する理論値。破線、一点破線とも入射エネルギーは5.0GeVである。

4. 実験値と理論値の比較

まず陽子—原子核 (${}^{63}\text{Cu}$) 反応における反陽子生成から始めよう。1体の Fermi 運動量分布を考慮した式(13) と2体の Fermi 運動量分布を考慮した式(16) からの値は、Fig. 5に示されている。実線は式(16) からの寄与で破線は式(13) からの寄与を示している。入射エネルギー $E_i=5.0\text{GeV}$ のとき、すでに1体の Fermi 運動量分布だけではうまく実験を説明できていないことがわかる。入射エネルギー $E_i=3.5\text{GeV}$ にいたっては、2体の Fermi 運動量分布からの寄与が1体の Fermi 運動量分布からの寄与の約10倍も大きいことがわかり、2体の Fermi 運動量分布の寄与がしきい値近辺での反陽子生成に非常に重要であることがわかった。

つぎに原子核 (重陽子, ヘリウム) —原子核 (${}^{63}\text{Cu}$) 反応における反陽子生成であるが、1体の Fermi 運動量分布の寄与は、陽子—原子核 (${}^{63}\text{Cu}$) 反応における反陽子生成からも明らかかなように小さいので、ここでは無視する。

ここで Lorentz 収縮の効果をみってみる。Fig. 7において、破線は式(21) の入射原子核内で相関しあった2核子と標的原子核内で相関しあった2核子との散乱からの寄与である。入射原子核は運動しているので Lorentz 収縮の効果を考慮している。一方、一点破線は Lorentz 収縮の効果を無視した入射原子核内で相関しあった2核子と標的原子核内で相関しあった2核子との散乱からの寄与である。この比較により Lorentz 収縮の効果を考慮した微分断面積は、考慮しない微分断面積の約4倍以上大きいことがわかった。

Fig. 6, Fig. 7において実線は式(19)~(21) の和である。

Fig. 6の重陽子—原子核散乱からの反陽子生成において、われわれの理論値と実験値を比較すると入射エネルギーが5.0GeV から3.0GeV まで、反陽子の運動量が1.5GeV/c より小さければほぼ実験を説明している。しかし反陽子の運動量が1.5GeV/c より大きくなると入射エネルギーが5.0GeV の実験値を除いて理論値は実験値を大きく下まわっている。

Fig. 7のヘリウム—原子核散乱からの反陽子生成において、入射エネルギーが5.0GeV のときは理論値と実験値はほぼよい一致をみせている。また入射エネルギーが4.0GeV から3.5 GeV の間のときは、反陽子の運動量が1.5GeV/c より小さければほぼ実験を説明している。しかし反陽子の運動量が1.5GeV/c より大きくなると理論値は実験値を大きく下まわる。そして最後に入射エネルギーが3.0GeV 以下のときには、理論値が実験値よりも小さすぎてまったく説明できていない。

5. 結論と今後の課題

しきい値近辺での反陽子生成の実験値と理論値を比較することによってわれわれは、陽子—原子核、原子核—原子核反応からの反陽子生成に Fermi 運動量分布の寄与が非常に重要であ

ることがわかった。特に1体の Fermi 運動量分布より2体の Fermi 運動量分布の寄与が非常に大きいことがわかった。さらに原子核-原子核反応からの反陽子生成においては Lorentz 収縮の効果も重要であることもわかった。

しかしつぎの問題点が残った。ひとつは、原子核-原子核散乱からの反陽子生成において、反陽子の運動量が大きくなると理論値は実験値を大きく下まわってしまう。これは式(10)の仮定の正当性にあると思われる。この式の正当性を調べるためには、場の量子論を用いて Fig. 2 に対する Feynman グラフ計算し、式(10)と比較しなければならない。ふたつめは、入射エネルギーが小さくなると反陽子の運動量の大小に関わりなく理論値は実験値を10倍以上も下まわってしまうことである。この実験値を解析したときすでに原子核内で相関しあった2核子から成る2体の Fermi 運動量分布の寄与が主にきいてくることがわかっている。この考え方を延長していくと入射エネルギーが小さくなったとき、反陽子生成に主に寄与するのは原子核内で相関しあった3核子から成る3体の Fermi 運動量分布かもしれない。しかしわれわれは、3体の Fermi 運動量分布をまだ知らないのである。あるいはこれは原子核内の3体の Fermi 運動量分布の寄与とは異なる多体効果によるものなのかもしれない。この問題は今後陽子-原子核反応による反陽子生成において入射エネルギーが小さくしかも大きな運動量をもった反陽子を観測するか、あるいは反陽子の質量 (0.938GeV) よりさらに質量の大きい J/ψ 粒子 (3.1GeV) 生成を調べることによって明らかになるかもしれない。

(本学講師=地球物理学担当)

REFERENCES

- [1] J. B. Carroll et al., Phys. Rev. Lett. 62 (1989) 1829.
- [2] A. Schröter et al., Nucl. Phys. A553 (1993) 775c.
- [3] J. Chiba et al., Nucl. Phys. A553 (1993) 771c.
- [4] J. Chiba et al., Nucl. Phys. A583 (1995) 633.
- [5] A. Shor et al., Nucl. Phys. A514 (1990) 717.
- [6] G. Batko et al., Phys. Lett. B256 (1991) 331.
- [7] C. Gale et al., Phys. Rev. C35 (1987) 2107;
L. H. Xia et al., Nucl. Phys. A485 (1988) 721.
- [8] P. A. M. Guichon, Nucl. Phys. A498 (1989) 265c.
- [9] H. Müther, Prog. Part. Nucl. 14 (1985) 123;
U. Stroth, Z. Phys. A328 (1987) 233.
- [10] Y. Haneishi and T. Fujita, Phys. Rev. C33 (1986) 260;
Y. Haneishi and T. Fujita, Phys. Rev. C35 (1987) 70.
- [11] Y. Akaishi, S. Nakaichi and E. W. Schmit, Prog. Theor. Phys. 66 (1981) 211.
- [12] E. Moniz et al., Phys. Rev. Lett. 26 (1971) 445.