

原子核—原子核衝突時の π 中間子の生成

宮本道子

Summary

Pion Production in Nucleus-Nucleus Collisions

Michiko Miyamoto

Pions with energies considerably larger than those which result from simple nucleon-nucleus collisions, produced in the collisions of deuteron, alpha and heavier beams with nuclei.

Fig. 1 shows the results of π^- production by protons of various energies on a carbon target. The spectra are observed to fall rapidly at higher pion momenta.

The sharp cut-off in each spectrum is a result of energy and momentum conservation and corresponds to the proton transferring almost all of its kinetic energy to the creation of a pion.

L. S. Schroeder 教授著の “Pion Production in Nucleus-Nucleus Collisions” (論文 I) と、L. Schroeder 教授とその他の方々著の “Inclusive Pion Production in Collision of Relativistic Protons, Deuterons, Alphas and Carbon Ions with Nuclei” (論文 II) の 2 つの論文をまとめてみました。

論文 I

高エネルギーにおける原子核-原子核衝突時の π 中間子の生成についての現代の研究が紹介されている。入手できるデータの大半は、単一終状態 π 中間子が検出される、包含的に多様な相互作用についてである。実験データが比べられ、原子核構造についての新しい情報を得ることへのそれらの可能な寄与が議論される。フェルミ運動が包含されている、原子核-原子核相互作用に基づいているか又は、協力モデルについてのあるタイプについて観察された、単一包含的 π 中間子スペクトルを説明する、いろいろなモデルが吟味されている。 π 中間子生成を含む、他の興味ある領域は、荷電対称性と π 中間子多数発生 of the テストを含んでいる。

過去数年において、世界中の数箇所の実験室で (Berkeley, Dubna, Princeton-Penn, and Saclay), 高エネルギー原子核-原子核相互作用の研究が可能になっている。数百 eV から数 GeV の範囲の運動エネルギーを持つ、原子核のビーム又は核子のビームは、変化に富む研究に採用されている。しかし、中間子生成についての実験は、相対的に少なく、これら実験に対する動機を理解し、又これら初期の実験から何を学んできたかということを決定するために、入手出来るデータを紹介することは、するねうちのあることである。ここで、実験間の比較がなされることは適当であろう。ここでの紹介は、運動エネルギー $\geq 100\text{eV}$ を持つ、 π 中間子の生成に限られている。最後に π 中間子の生成を含む実験に対する将来の可能な方向付けを議論する。

包含的単一粒子実験

議論されるデータの大半は、終状態に、単一荷電 π 中間子が観察される実験を含んでおり、これらは包含的単一粒子測定として、参照される。

$$A+B \rightarrow \pi^{\pm} + X \quad (1)$$

ここで、A は入射する重イオンであり、B は核の標的であり、X は実験で測定されなかったすべてのものを表わす。表 I は、議論される実験のリストである。これら実験のすべては、粒子の検出と検証に対する慣例の計数技術を採用している。この紹介の大半は、パークレーで得られた、最近の結果に関連するであろう。

原子核-原子核衝突時の高エネルギーにおける π 中間子生成の実験は、ある疑問によって、典型的に動機付けられている。 π 中間子、すなわち、単純な原子核-原子核衝突からの結果として生ずるエネルギーより、かなり大きいエネルギーを持つ、デューテロンとアルファービーム

TABLE I: EXPERIMENTS ON PION PRODUCTION

	Experiments	Energies
Ref. 1 (Berkeley)	$\begin{pmatrix} p \\ d \\ \alpha \\ C \end{pmatrix} + A \rightarrow \pi^+ + X$ (2.5° Lab) ↳ (variety of targets)	$\begin{cases} p & (1.05-4.8 \text{ GeV}) \\ d, \alpha & (1.05 \text{ and } 2.1 \text{ GeV/nucleon}) \\ C & (1.5 \text{ GeV/nucleon}) \end{cases}$
Ref. 2 (Dubna)	$d + \text{Cu} \rightarrow \pi^- + X$ (0° Lab)	d (7.6-8.5 GeV)
Ref. 3 (PPA)	${}^{14}\text{N} + A \rightarrow \pi^- + X$ (3° and 15° Lab) ${}^{14}\text{N} + A \rightarrow \pi^+ + X$ (15° Lab) ↳ (variety of targets)	$\begin{cases} {}^{14}\text{N} & (520 \text{ MeV/nucleon}) \\ {}^{14}\text{N} & (520 \text{ MeV/nucleon}) \end{cases}$
Ref. 4 (Saclay)	$d + A \rightarrow \pi^+ + X$ (15.4° Lab) ↳ (variety of targets)	d (1.16 and 1.62 GeV)

表 1

と、核子を伴うより重いビームの衝突において生成される π 中間子は、どの程度に非常にエネルギー的なのであろうか。そのような高エネルギー π 中間子は、その中で、フェルミ運動が入射物質と標的の両方に含まれる、原子核-原子核過程によって説明され得るのか。加うるに、そのようなデータは、スケーリングのような高エネルギーの概念が、核の衝突から生ずる結果として生成される π 中間子に適用されうかどうかのテストに用いられうのか。

バークレー実験は、高エネルギー陽子とデューテロンとアルファビームとカーボンビームが多様な標的 (Be, C, Cu, Pb) と相互作用することによって生成された単一包含的 π 中間子のスペクトルを測定した。Fig. 1 は、カーボン標的における変化するエネルギーでの π^- 生成の結果を示している。スペクトルは、より高い π 中間子の運動量で、急速に降下しているのが、観察される。それぞれのスペクトルの鋭いカットオフは、エネルギーと運動量の保存則の結果であり、陽子がほとんどその全運動エネルギーをある π 中間子に渡すことに対応している。これらのデータの著しい特徴は、Fig. 2(a) に示されている、スケーリング変数

$$X' = \frac{(k_{\perp}^2)}{(k_{\perp}^2)_{\max}}$$

に対して、不変断面積 $E/k^2 (d^2\sigma/d\Omega dk)$ がプロットされたときに観察される。すべてのデータは、一様な曲線をなしており、1 GeV においてさえ、負の包含的 π 中間子のスペクトルスケールは、やや予期しない結果であることを示している。同様な特徴は、用いられた標的核のそれぞれに対して観察される。 π 中間子の与えるエネルギーによるのではなく、スケーリング変数 X' (固定された k_{\perp} での) のみよっているが、このスケーリングのふるまいは、非常に高いエネルギーでの素粒子の過程において、ありふれたことである。この実験が、固定された実験角 2.5° で k_{\perp} が完全に一定というのではなく、なされたということを、心に留めておく必要がある。この効果は、2 という因子だけ結果が変化する、 $X' = 1$ の近くで、最も重要である。Fig. 2(b) は、核子とデューテロンとアルファビームが、カーボン標的に 1.05 と 2.1 GeV で入射するときに、負の π 中間子を生成する、不変断面積を示している。再び、スケーリングの特徴は、合理的に満足される。 X' に関するスペクトルの降下の傾斜は、入射粒子の質量が増加すると、増加することに注意しよう。これは、比較的ゆるやかに束縛されている原子核のようなものは、個々の π 中間子を生成するのに、それらの運動エネルギーの大部分を渡さないというこ

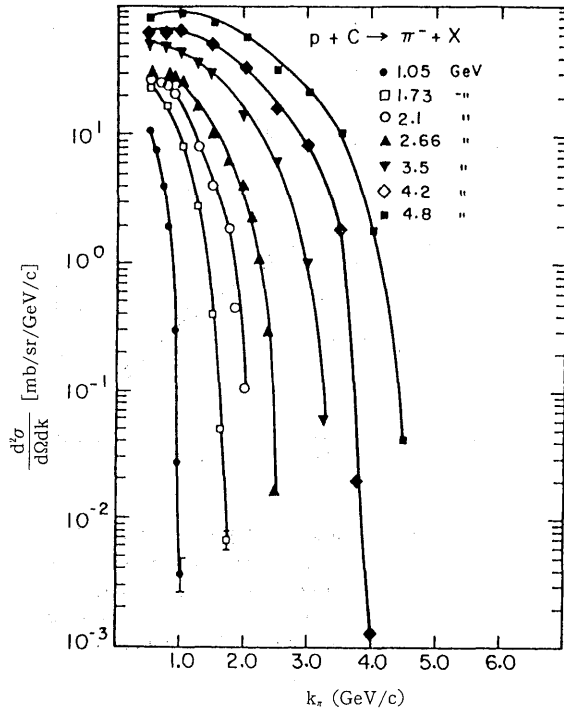


Fig. 1 : Cross section for negative pion production (Ref. 2) at 2.5° (1ab) by protons (1.05–4.2 (GeV)) from a carbon target vs. the pion momentum (k_π).

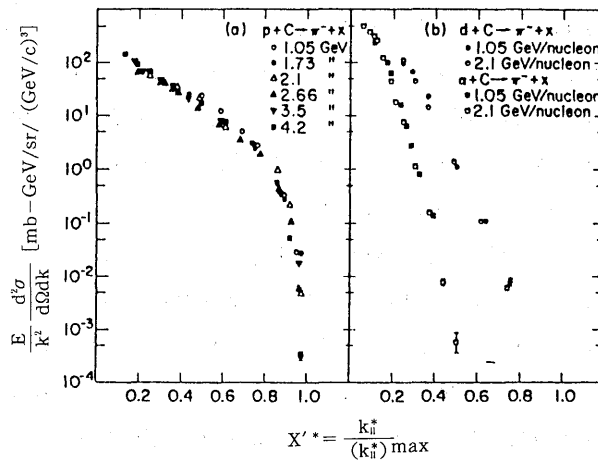


Fig. 2 : Invariant cross section (Ref. 2) for negative pion production at 2.5° (1 ab), (a) incident protons (1.05–4.2 GeV), (b) incident deuterons and alphas (1.05 and 2.1 GeV/nucleon).

とを示している。デューテロンによる π^- 中間子生成の場合に対しては、次の比を示した、Dubna グループの結果とは異なっている：

$$R(X') = \frac{\sigma(d+Cu \rightarrow \pi^- + X)}{\sigma(p+Cu \rightarrow \pi^- + X)}$$

この実験は、 $0.6 \leq X' \leq 1.0$ の間で、 X' とは独立に同じ運動エネルギーでなされた実験である。

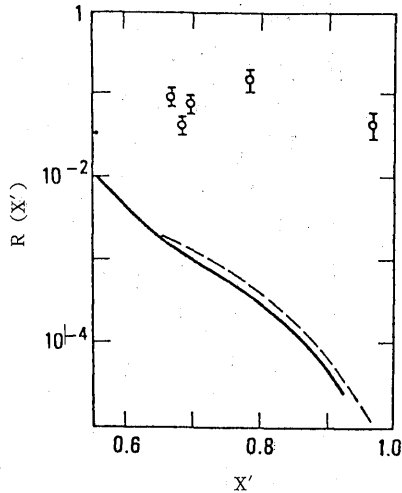


Fig. 3 : Ratio ($R(x')$) of deuteron and proton pion production cross sections (at same total kinetic energy) vs. the scaling variable x' . Data taken on Cu target.

Dubna のデータは、Fig. 3 に示されている。これら 2 つの実験の異なる運動条件が、この相違に関連しているということは、本当とは思えない。

カーボン標的に、陽子とデューテロンとアルファービームが入射する、2.1GeV に対する負の π 中間子生成の断面積は、Fig. 4 に示されている。次のような特徴が顕著である：(1) 投射体が重くなればなるほど、断面積が大きくなる (1GeV/c では、この比は 10 : 5 : 1 である)。(2) 投射物の質量が増加するとき、観察された π 中間子の最大エネルギーは増加する。陽子と比べて、デューテロンとアルファービームに対する断面積が大きいのは、陽子よりもたくさん π 中間子を生成する、中性子の存在に起因している。

これら高エネルギー π 中間子が、入射原子核の中のいくつかの核子と、協力的な方法で相互作用に参加しているという、相互作用において、生成されるのかどうか、又は、入射物と標的の両方で、フェルミ運動を包含する、単一核子-原子核衝突が観察されたスペクトルを説明するのに十分であるかどうかを確かめることは、十分に興味あることである。Fig. 5(a) は、すべての π 中間子がフェルミ運動を含む、個々の核子と原子核の衝突において生成されるというモデルに基づいて、バークレーグループによって計算された結果である。モデルの予言は、カーボン標的へ 1.05 と 2.1GeV の核子とデューテロンが入射するデータと比較された。速い π 中間子に対する、測定された断面積の一般的なふるまいは、大変よく再現されている。自由パラメーターは、計算の中に含まれていない。これらの結果は、類似のモデルと、彼等のデータが適合しないと主張している、Dubna グループの結果とは、一致しない。彼等の結果は、Fig. 3 に示されている (連続曲線と破線の曲線)。

バークレーグループによって用いられたモデルは、入射アルファービームの 1.05GeV と 2.1

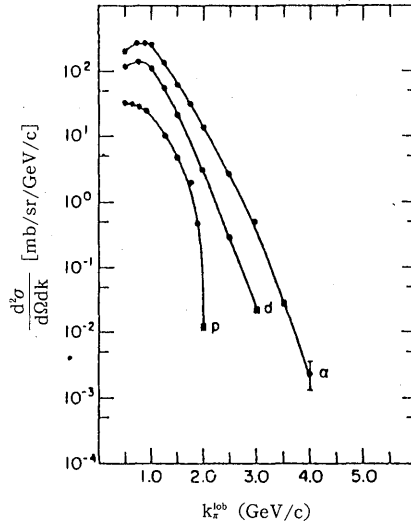


Fig. 4 : Laboratory cross section ($d^2 \sigma / d\Omega dk$) for negative pion production (Ref. 2) at 2.5° (1 ab) for 2.1 GeV/n p,d, α on carbon target.

GeV の核子によって生成された負の π 中間子にも又、適用されている。データとモデルの比較は、Fig. 5(b)に示されている。データの一般的な傾向は、次のようであり、量的には、2つの間の一致は不十分である。これはモデルの挫折のためか、アルファビームに対してはよく知られていない、単一核子運動量の分布に対する選択が不十分であるためである。実際、 π 中間子の生成の測定に関する興味深い可能性の一つは、核子の分布に関する抜粋された情報の可能性と、特に、そのような分布の高運動量成分に関するものである。

π 中間子の生成の機構に対するより深い洞察は、生成断面積の標的断面積への依存性を研究することによって得られる。バークレーの結果は $\sigma \propto A^n$ の型に媒介変数表示されるが、ここで A は、標的の質量である。

アルファビームの核子が 2.1 GeV に対する π 中間子の運動量の関数としての n のプロットは、Fig. 6 に示されている。高い運動量 (≥ 1 GeV) に対して、 $A^{1/3}$ に従っていることは、外周での生成を示している。より小さい運動量を持つ π 中間子に対しては、依存性は遅い π 中間子がより中心部での衝突において生成されることを示しているということを、もっと断言している。類似の効果は、低エネルギー (1.05 GeV/核子) でのデュートロンのデータにおいて見られる。

この点までは、我々は π 中間子の生成は、大変軽い原子核 (p, d, とアルファビーム) によってなされることを強調したい。PPA 実験は、 ^{14}N イオンの、520 MeV の核子によって、実験室の 3° と 15° の方向に、100~700 MeV の範囲の運動エネルギーを持つ、 π 中間子の生成を測定した。Fig. 7(a)は、標的物質に関して、 $\theta_{\text{lab}} = 15^\circ$ での負の π 中間子 (257 MeV と 415 MeV) と正の π 中間子 (411 MeV) の生成の依存関係を示している。データに描いた線は、 $A^{1/3}$ 依存

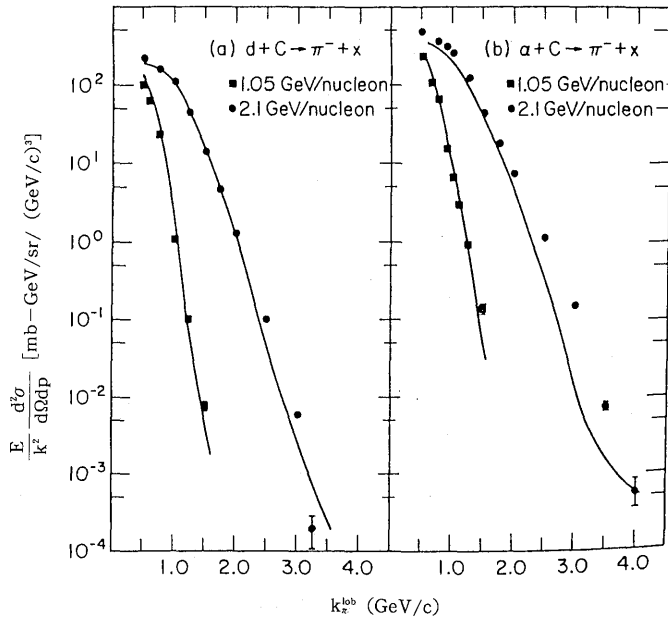


Fig. 5 : Invariant cross section for negative-pion production at 2.5° (1ab) by 1.05 and 2.1 GeV/n (a) deuteron and (b) alpha beams. The solid line represents the prediction of model described in Ref. 2.

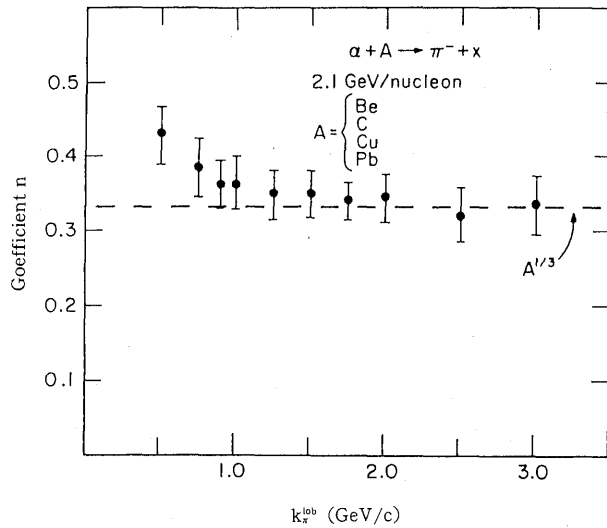


Fig. 6 : Dependence of the pion production on A. Ref. (1) has assumed a form: $\sigma \propto A^n$, where A=target mass.

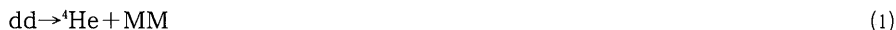
性に対応していて、期待したように、相互作用は核の表面 (peripheral) で起こる。 $\theta_{lab}=3^\circ$ での 326MeV の負の π 中間子の結果は又、 $A^{1/3}$ に適している。彼等は又、フェルミ運動を包含する単一核子—原子核衝突において生成された π 中間子を含むモデルと、彼等のデータを比較した。より初期の例として、単一核子運動量分布関数が要求される。Fig. 7(b)は、アルミニウム

μ標的からの15°の方向へのπ⁻中間子生成に対する、彼等のデータを示している。断面積は、π中間子の運動量を測定するのに用いられた磁石に携わる電流についてプロットした(例えば、160AmpsはT_π~600MeVである)。データの点を結んで描いた曲線は、入射する核子に対する、単一粒子の運動量分布に対する異なる汎函数の形に対するデータのもとでの識別と、種々のラベル付けされた曲線に対する目印を表わす。データと予言とは、T_π≤415MeV(~90Amps)に対して一致しているが、より大きいπ中間子のエネルギーに対しては不一致である。これらは、X' ≤0.1に対する測定であり、バークレーやDubnaの実験はX'の、より大きい値での測定であることに注意すべきである。

アイソスピンのゼロのデュートロンやアルファビームやカーボンビームのような原子核に対して、荷電対称性は、d+C→π⁺+Xとα+C→π⁺+Xの反応において、π⁺/π⁻比が1になることを予言している。これは、テストされており、バークレーデータにおいて、デュートロンとアルファビームに対して、±10%の標準で良い結果になることが見出された。1.16GeVでのデュートロンを用いた、Saclay実験の結果は、±10%の標準で又、違反は見出されない。より正確な実験は、これをさらにテストすることが、要求されるであろう。

π 中間子の間接的な測定

π中間子は、続いて起こるπ中間子と他の中間子への崩壊をする、中間子共鳴(例えば、η, ρ, ω……)の生成から、結果として生成され得る。共鳴の生成の信号を観察することによって、人は間接的にπ中間子生成の断面積を測定する。I=0のデュートロンやアルファビームの原子核は、I=0の中間子スペクトルの研究において、重要な役割を演ずる。



又は、

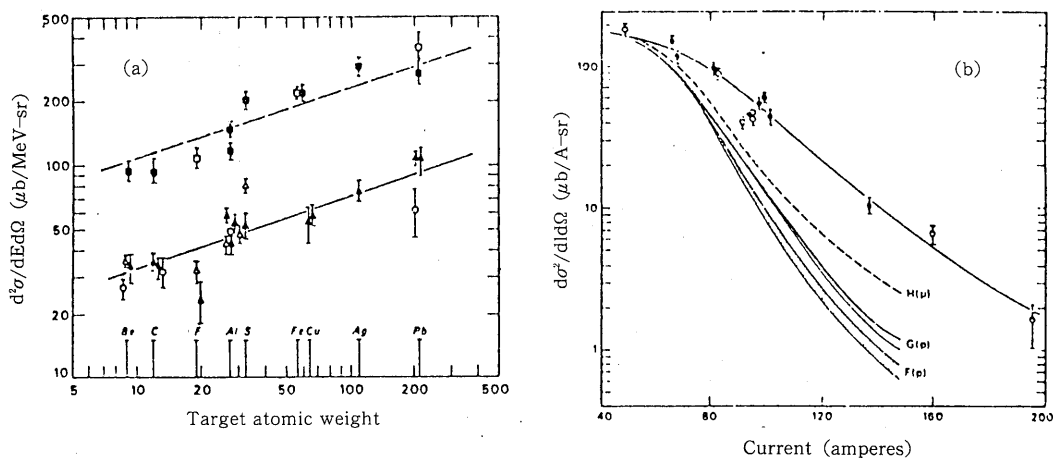


Fig. 7 : (a) A-Dependence of pion production at 15°(1ab) for ¹⁴N experiment : Squares (T_π-=257 MeV), triangles (T_π-=415 MeV), circles (T_π-=411 MeV).
(b) Differential cross section for π⁻, production as function of current in momentum analyzing magnet.

$$dd \rightarrow dd + MM$$

(2)

のような実験は、MM スペクトルが、 $I=0$ の状態にあることを保証している。例えば、人は ω 生成をさがして、 ρ との衝突なしの、 $\omega \rightarrow 2\pi$ の分岐比を得る、Banaigs et. al. は、(1) の反応を研究するために、Saclay において、デューテロンビームを用いた。Fig. 8 は、 $\theta_{lab}=0.3^\circ$ の角度で測られたそれらのミッシングマススペクトルの例を示している。320MeV での鋭いピークは、ABC 効果の生成に対応している。この効果は又、 $pd \rightarrow {}^3\text{He} + MM^0$ という反応にも現われる；しかし $pd \rightarrow {}^3\text{He} + MM^+$ という過程には現われない。これらの事実によって人は、ABC が、 $I=0$ 効果であるという結論に導かれる。2つの π 中間子を終状態に含む πp と Kp 相互作用において、それは生成されないので、実の $\pi\pi$ 共鳴はあらわれない。800MeV の近くのでこぼこは、 ω 中間子の領域である。もしこのでこぼこが、 ω によるならば、 $10. \pm 0.3 \text{mb/sr}$ の断面積に対応する。 η^0 生成に対する証拠がないということに注意しよう。さらに、実験の仕事は、原子核衝突における中間子共鳴生成機構の範囲を決定することを要求される。

最近の信頼できる理論の仕事は、ABC 効果の疑問に当てられている。それらの計算の大半は、観察される原子核を形成する終状態相互作用を伴う核子-核子相互作用を本質的に含む。このように、それらは核子の形状因子のように、刺激に敏感に反応する。ABC 理論の再検討において、Barry は、ABC が原子核における 3-3 共鳴の存在を連想させることを示した。

Saclay グループは、 $d + d \rightarrow {}^4\text{He} + \pi^0$ を調べるために、(1) の反応を用いた。 π 中間子は $I=1$ を持っているので、この反応の観察は、強い相互作用における、荷電対称性に役立つ。彼等は、 $1.9 \times 10^{-35} \text{cm}^2/\text{sr}$ の断面積を上限として得た (1.8GeV/c の入射デューテロンビームで、生成角 $\theta_{CM}=79^\circ$)。この近似は 5 という因子だけ、前の限界よりも小さい (異なるエネルギーで得られた)。

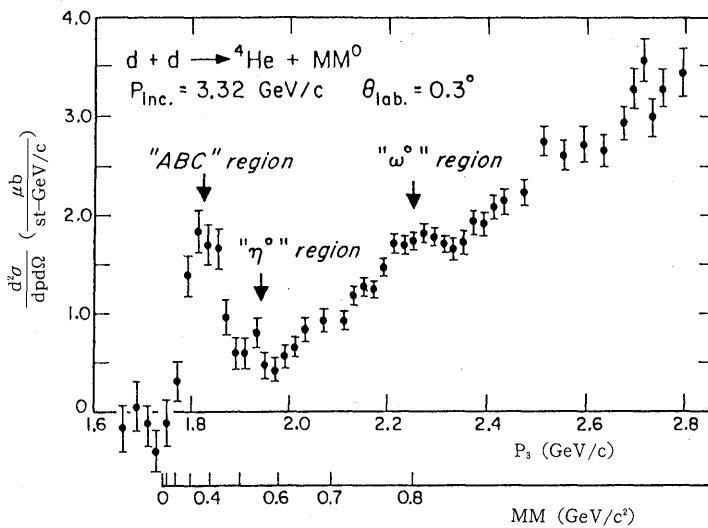


Fig. 8 : Data for the reaction: $dd \rightarrow {}^4\text{He} + MM^0$ ($p_{inc}=3.32 \text{ GeV/c}$, data at $\theta_{lab}=0.3^\circ$).

他の興味ある測定

現在、原子核の間の中心的な衝突における、異常核物質や衝撃波や、高度に励起された核物質の生成可能性へのかなりの理論的興味がある。これらの衝突の間に、 N^* が原子核の内部に形成され、数百 MeV の特有な運動エネルギーに伴う、 π 中間子を生ずる崩壊をすることが期待される。そのような、荷電又は、中性の π 中間子を放出することは、高度に励起された核物質に対する便利な冷却の機構として働く。ある理論的なモデルは、これら中心の衝突において、 π 中間子の大多数が 90° (CM) に近く放出されることを示している。

荷電又は、中性の π 中間子が多数放出されるのを観察することは、中心的衝突過程の力学を選別するのに役立つ。そのような測定をするために、高度に選択的であるという能力を持つと共に、 π 中間子を検出するための、大きな立体角を持つ装置が要求される。一つの可能な装置は放電箱である。カーボンビームの核子ごとのエネルギーが 0.87 GeV の予備実験が、バークレーで最近なされた。Fig. 9 はルーサイト (合成樹脂) 標的と相互作用するカーボンビームの放電箱の写真を示している。この実験では 2 個の負の π 中間子が生成されている (放電箱の磁場によって、上方に斜めに向う帯線の軌道)。このような写真では、人は容易に、帯電した軌道を数えることができ、そしてこれら軌道の大半のエネルギーが得られることが期待出来る。粒子の検証は、エネルギー損失と放電箱の外のイオン化装置の組合せによってなされるであろう。

最近、核物質の N^* 構成についての理論的な意見が出されている。そのような状態は、原子核—原子核衝突において、観察され得るであろう。もしそうならば、放電箱は、それらの研究に一つの可能な手段を与えるであろう。

最近、単一粒子包含装置によって、非常に高いエネルギーの π 中間子生成についての実験的情報が得られた。これらのデータは、デュテロンか、アルファビームのどちらかによって生成されたこれらエネルギー的な π 中間子に典型的に限定されている。 π 中間子の生成機構の説明については、現在意見が分かれている。バークレーグループは、フェルミ運動を伴う核子—核子モデルを支持している。Dubna グループは、彼等のデータは、そのようなモデルと一致せず、むしろいくつかの核子間の協力機構を要求している。あきらかに、付加的な実験が、この問題を解くのに要求される。いかなる場合においても、高エネルギー π 中間子の生成が、原子核の内部の核子の高い運動量成分についての新しい情報を我々に得させる、価値ある探査装置を用意すべきである。このように、それは、これら核子の相互関係を研究する他の方法をなお提案している。

非常に高いエネルギーの π 中間子が、より重い入射原子核によって生成されるのを観察することは、興味深いことである。生成の機構は、デュテロンと、アルファビームに対して見出された機構に似ているのだろうか、それともより多数の核子の存在が状況を修正するのだろうか。これらの実験をすることは、実現の可能性のある、より重いイオンの束を要求するであろう。p, d, α に対する、負の π 中間子生成の入手出来るデータは、核子ごとのエネルギーが、1 GeV ほどの低いところで、スケーリングが起こることを示している。再び、これはより重

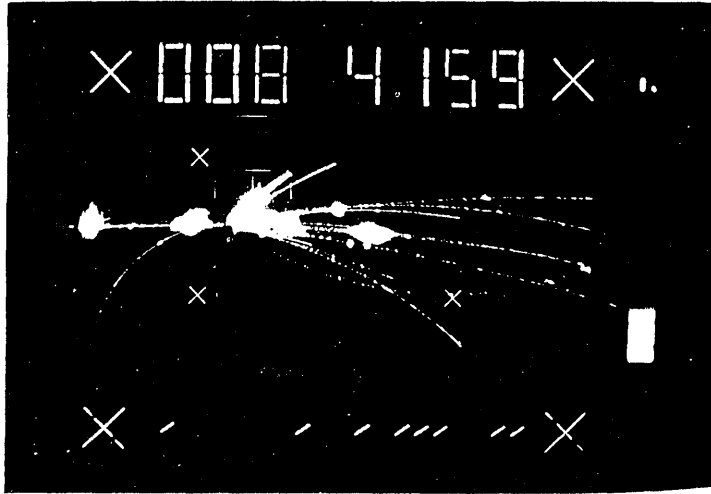


Fig. 9 : Streamer chamber photograph of an 0.87 GeV/n carbon beam interacting with a lucite target. The incident carbon experiences a collision that can be characterized as central, since both target and projectile fragments are produced (the short thick tracks are target-related fragments). In addition, two negative pions are created. These are the tracks which are bent upward by the magnetic field of the chamber.

い原子核に対しても固執されるのであろうか。 π 中間子のA依存関係は、 $A^{1/3}$ と一致することが知られており、周辺での生成の機構を暗示している。より中心的な衝突に対して、それはどのようなのだろうか。大量の π 中間子生成は、これら中心的な衝突の結果であろう。大量発生測定と π 中間子のエネルギーと角度の分布は、異常原子核と衝撃波と高度に励起された核物質の存在の可能性を選別するのに役立つ。多発 π 中間子の終状態の研究は、原子核中の他の中間子(η , ρ , ω , ϕ , ...)の役割りについての情報を用意する。

π 中間子生成の初期の実験はそれらが解答を与えたのと同じだけ多くの質問をして、おそらくそれらの役目を果たしてきた。実験は、容易ではなく、又理論的説明でもない。しかしながら、そのような研究が、高エネルギーでの原子核の相互作用への新しい洞察を与えることが期待される。

論文II

1.05~4.2GeVの陽子や1.05~2.10GeVのデューテロンとアルファ粒子の核子や2.10GeVの ^{12}C の原子核の核子とが、種々の標的と 2.5° (1ab)の角度をなして衝突するとき、 2.5° (1ab)方向に生成された π^+ と π^- 中間子のスペクトルを測定した。負の π 中間子のスペクトルは、スケージングのふるまいを示している。結果は、入射ビーム中の個々の核子が、 π 中間子を生成するために、標的と相互作用する単純モデルに匹敵する。

ここで、相対論的陽子とデューテロンとアルファ粒子による、種々の原子核標的に関して

生成された π 中間子についての結果を報告する。さらに、あるデータは ^{12}C ビームを用いて得られた。我々の初期の動機は、どの程度に、非常にエネルギー的な π 中間子、すなわち、単一核子—原子核衝突からの結果得られるエネルギーよりもかなり大きいエネルギーが、核子ごとに同じ運動エネルギーを持つ、デューテロンとアルファビームの入射によって生成されるのかということである。⁴ He のような、複合核子は、何度、そのエネルギーの意味ある断片を単一 π 中間子の生成に対して渡すのか。いつ、そのような過程が生起するのか、それは、入射物の中のいくつかの核子が集合的にふるまうからか、それともそれが主に 1 個の核子が高フェルミ運動成分を持つ、核子—核子衝突を包含する過程だからか。我々は又、どのように π 中間子生成が、標的やビームエネルギーのタイプによっているのかを知り、又アイソスピンゼロの標的に関しての、デューテロンビームによる π 中間子生成において、どのようによく荷電対称性が満たされているのかを知ることに興味がある。最後に、我々はスケーリングのような、高エネルギーの概念が、1 核子ごとのエネルギーが 1 GeV 程度の低い運動エネルギーの原子核衝突からの π 中間子生成に適用されうるかどうかを知りたい。

ローレンス・バークレーの実験室ベバトロンの入射ビームは、我々の標的 (Be, C, Cu, Pb) に集中された。典型的な流量は、1 パルスごとに $(1\sim 3)\times 10^{11}$ 陽子、 $(1\sim 10)\times 10^{10}$ デューテロン、 $(1\sim 10)\times 10^9$ アルファ粒子、そして $(1\sim 3)\times 10^6$ カーボン原子核である。2.5° に生成された 2 次粒子は、正か負のどちらかを運搬するように調節されうる、2 重集中スペクトロメーターによる、検出系に解析され、伝達される運動量である。基本的な検出系は、15m の飛程以上を飛ぶ時間を測定する、2 つのシンチレーションカウンターによって構成されている。付加的な、シンチレーションカウンターはさらにビームを限定し、 $\frac{dE}{dx}$ を測定するのに用いられた。気体チェレンコフカウンターは、レプトン汚染の測定に用いられ、運動量 1.75 GeV/c 以上の陽子から π^+ を識別するのに用いられる。データは $0.5 \leq k_x \leq 5.0 \text{ GeV/c}$ の範囲について、典型的に 0.25 GeV/c の運動量間隔で測定されており、ここで上限はスペクトロメーター磁石についての電流に関する限界によって調節され、又下限は、 π 中間子崩壊とレプトン汚染に関する、修正因子の管理を維持するために選ばれる。生成標的に対して、90° のところのシンチレーションカウンター望遠鏡は、一次ビームの強度の監視に用いられる。データの完全な標準値は、生成標的のちょうど上流に一次ビーム中に位置するイオン化チャンバーに対して、この監視装置を周期的に較正することによって得られる。イオンチャンバーの完全な較正や、スペクトロメーターの承認や、生成標的への一次ビームの操作や集中における不確実性は、標準値の $\pm 20\%$ の推定される全体的な不確実性を結果として生じ、点の間の約 10% の相対的な不確実性を結果として生ずる、系統的な誤差の源である。ここで紹介したデータは、標的における吸収、飛行中の崩壊、そしてレプトン汚染に対して修正されている。

カーボン標的との 1.05~4.2 GeV (運動エネルギー) 陽子の衝突からの負の π 中間子の生成についての我々の結果は、Fig. 10 (a) に示されている。ローレンツ不変断面積 $(E/k^2) d^2\sigma/d\Omega dk$ は、ここで E は飛び出してくる π^- 中間子のエネルギーで、k はその運動量であるが、スケーリ

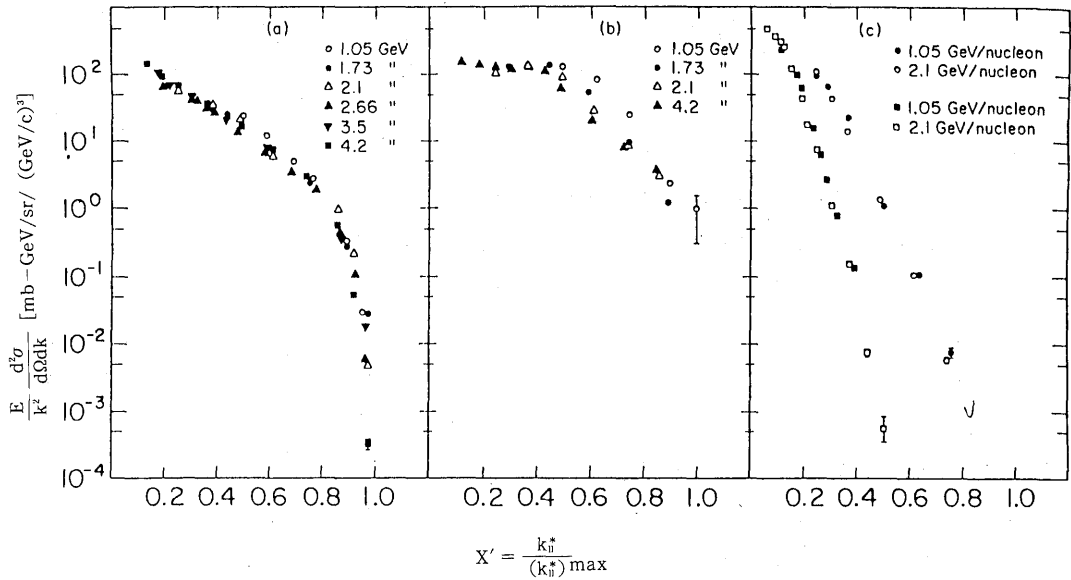


FIG. 10. Invariant cross section for pion production at 2.5° (lab) from a carbon target versus the scaling variable $x' = \frac{k_{\pi}^*}{(k_{\pi}^*)_{\max}}$: (a) Negative-pion production by 1.05–4.2-GeV protons, (b) positive-pion production by 1.05–4.2-GeV protons, (c) negative-pion production by 1.05- and 2.1-GeV/nucleon deuterons (circles) and α 's (squares)

ング変数 $x' = \frac{(k_{\pi}^*)}{(k_{\pi}^*)_{\max}}$ に対して、プロットされているが、ここで k_{π}^* は全体的な重心系における π 中間子の縦方向の運動量である。データの最も著しい特徴は、スペクトルが、互いの上端にある傾向があるということである。同様な結果が他の標的に対しても得られる。より高いエネルギーデータ (Be に衝突する, 12, 19, 24 GeV の陽子) は又、同じ曲線の下で下がっている。 π 中間子の生成がエネルギーによらず、スケーリング変数 x' (固定された k_{\perp} における) のみによっている、スケーリングのふるまいは、高エネルギー核子-核子相互作用において、よく知られている。現在のデータの著しい特徴は、少なくとも、近似的に、スケーリングのふるまいは 1 GeV まで続いていることである。実験が、 2.5° の固定された実験室角においてなされているので、 k_{\perp} は完全に定数でなければならないことを心に留めておかなければならない。この効果は、それが 2 という因子だけ我々の結果を変える、 $x=1$ の近くで最も重要である。スケーリングの適合は、60 年以上測定されているにもかかわらず、終点の近くの 2 という因子の変化さえ、スケールするデータの傾向から、観察されるそれを生じない。 π^+ 中間子のスペクトルは、Fig. 10 (b) に示されている。それらは、特に低い陽子のエネルギーにおいて、負の π 中間子ほどスケールしない。

カーボンに衝突する、1.05~2.1 GeV / 核子のデューテロンとアルファービームに対する、不変負 π 中間子生成の断面積は、 x' の関数として、Fig. 10 (c) に示されている。再び、スケーリングは、合理的によく満たされている。我々は、入射物質がより重くなればなるほど、 x' が増加するにつれて、より速く降下することがわかる。この結果は、相対的にゆるく縛束されている物質である原子核は、それらの運動エネルギーの大きい断片を、個々の π 中間子に渡さない傾

向がある。デューテロンの場合において、 $0.5 \leq x' \leq 1$ の間隔における x' の分布は、Cu 標的に約 8GeV で入射するデューテロンによる、 0° の実験室角における π^- 中間子生成を測定した、Baldin et. al. のそれよりも、もっと鋭く下がる。

カーボンに入射する、2.1GeV/核子の陽子とデューテロンとアルファ粒子に対する、 π 中間子の生成の断面積は、Fig. 11 に比較されている。2つの特徴があきらかである：(1)アルファビームとデューテロンと陽子による、低運動量 π 中間子 ($\sim 1\text{GeV}/c$) の生成に対する、断面積の比は、10 : 5 : 1 である。(2)観察される π 中間子のスペクトルは、入射物質の質量が増すとき、より高いエネルギーに拡張される。デューテロンとアルファビームの場合における、より大きい断面積は、陽子よりも多くの π^- 中間子を生成する中性子のせいであり、又増加された系のエネルギーに帰する。1.05GeV/ ^{12}C の核子のビームによる、 π^- 生成の我々の測定は、 ^{12}C による π^- 中間子生成のアルファビームによる π^- 中間子生成に対する比は、750MeV/c の運動量のところで、 3.0 ± 0.3 である。

エネルギー的な核の中の、いくつかの核子が、大量の π 中間子を生成するようにふるまうという機構の重要性の決定をするために、すべての π 中間子が、個々の核子-原子核衝突において生成されるというモデルに基づいて計算された結果と、我々の実験結果を比較した。我々は次のように仮定する。

$$\sigma_{\alpha A}^{\pi}(\vec{P}_\alpha, \vec{k}_\pi) = \sum_N^a \int W_{\alpha N}(\vec{P}_\alpha, \vec{P}_N) \sigma_{NA}^{\pi}(\vec{P}_N, \vec{k}_\pi) d^3P_N$$

ここで、 a は入射物を参照し、 A は標的を参照する。 $W_{\alpha N}(\vec{P}_\alpha, \vec{P}_N)$ は実験室系へ変換されたときに、入射物質の内部での核子 N の運動量の分布である。荷電対称性によって、

$$\sigma_{\text{pc}}^{\pi^+}(\vec{P}_N, \vec{k}_\pi) = \sigma_{\text{nc}}^{\pi^-}(\vec{P}_N, \vec{k}_\pi)$$

を満たす。 $\sigma_{\text{pc}}^{\pi^-}(\vec{P}_N, \vec{k}_\pi)$ に対して、我々は 2.5° (lab) での我々の実験的に決定された断面積を用い、そして又、これら測定において考慮されるすべての運動量で、変化は $\exp[-5|k_x| \sin(\theta_{\text{kr}} - \theta_{\text{FN}})]$ という型の指数関数に適合しようということを仮定することによって、横方向運動量の変化に対してそれらを修正する。

デューテロンの場合において、 $W_{\alpha A}(\vec{P}_\alpha, \vec{P}_N)$ は、次の型の規格化された Hulthén 波動関数 $|\varphi(q)|^2 \sim |(q^2 + \alpha^2)^{-1} - (q^2 + \beta^2)^{-1}|^2$ のローレンツ変換から得られ、ここで、 $\alpha = 45.7\text{MeV}$ で、 $\beta = 5.2\text{MeV}$ である (q はデューテロンの静止系における核子の運動量である)。予言は、Fig. 12(a) のデータ点によって、一緒に示されている。適合は、 π 中間子の運動量の函数として、速い π 中間子に対して測定された断面積に対する、一般的なふるまいがよく再現されている。自由変数はない。これらの結果は、そのようなモデルに彼等のデータが適合しないと主張する、Baldin et. al. の結論と一致しない。

アルファビームの場合には、単一核子運動量の分布がよく知られていないという事実によって、複雑になっている。電磁形状因子の実験から、人は荷電分布を推定することが出来るが、これを個々の核子の運動量の分布 $|\varphi_\alpha(q)|^2$ に翻訳することはむずかしい。 $\varphi_\alpha(q)$ に対する第一次近似として、我々は原子核荷電分布の平方根のフーリエ変換をした。そこで、以前のように、 $W_{\alpha N}(\vec{P}_\alpha, \vec{P}_N)$ は $|\varphi_\alpha(q)|^2$ を実験室系へ変換することによって、得られた。データの一般的な傾

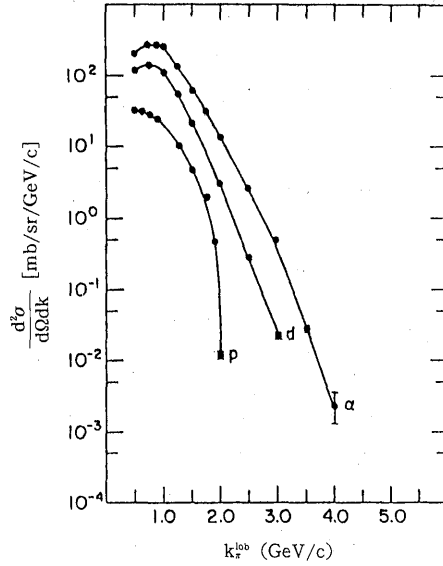


FIG. 11. Laboratory cross section $d^2\sigma/d\Omega dk$ for negative-pion production at 2.5° (1ab) by 2.1-GeV/nucleon proton, deuteron, and α beams on carbon target versus the laboratory momentum of the pion. The solid lines are hand-drawn and are to serve as a guide to the eye only. Only statistical errors are shown.

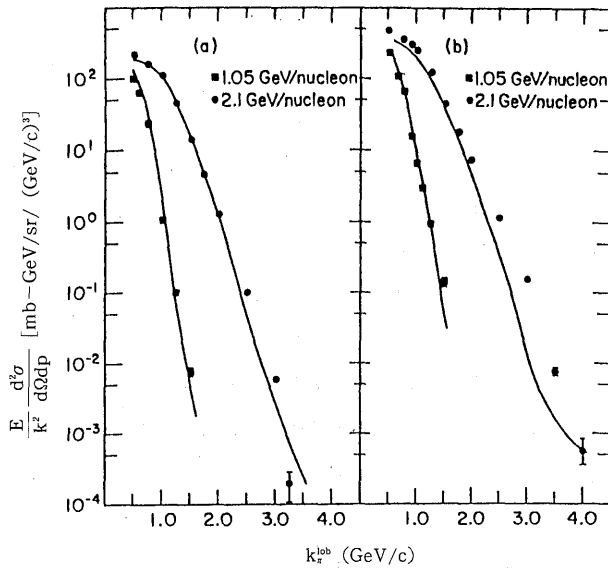


FIG. 12. Invariant cross section for negative-pion production at 2.5° (1ab) by 1.05- and 2.1-GeV/nucleon (a) deuteron and (b) α beams versus the laboratory momentum of the pion. The solid lines in each case represent the predictions of the model as described in the text.

向は、モデルによって再現されてはいるが、量的にはよく一致していない。この点において、我々は、これが $W_{\alpha N}(\vec{P}_\alpha, \vec{P}_N)$ に対する選択がまずいのか、モデルがまちがっているのかどうかを言うことが出来ない。さらに、実験は、デューテロンとアルファビームの両方に対して進行中である。

Be, Cu, Pb からの π 中間子の生成は、カーボンからのそれと全くよく似ている。スペクトルの形は、 $k_\pi > 1 \text{ GeV}/c$ に対して、標的物質には独立である。これらの断面積の大きさが、 $A^{1/3}$ に比例していることは、速い π 中間子が周辺の衝突において生成されることを示している。低運動量 π 中間子に対して、 A 従属はもっと著しくなっていて、(例えば、 $k_\pi = 500 \text{ MeV}/c$ に対して、 $\sigma \propto A^{1/2}$ である)、遅い π 中間子は、より中心的な衝突において、生成されることを示している。

デューテロンや、アルファビームや、 ^{12}C ビームのようなアイソスピンゼロの原子核に対して、荷電対称性は、 $d+C \rightarrow \pi^+ + X$ と $\alpha+C \rightarrow \pi^+ + X$ という反応において、 π^+ と π^- の生成の比率は 1 でなければならないことを予言している。あらゆる場合において、結果は実験誤差 10% の範囲内で、この予言に矛盾しない。

参考文献

- Ref. 1 L. S. Schroeder "Pion Production in Nucleus-Nucleus Collisions" AIP Conference Proceedings Series Editor: Hugh C. Wolfe No. 26 (1975)
- Ref. 2 L. Schroeder, 他 "Inclusive Pion Production in Collisions of Relativistic Protons, Deuterons, Alphas and Carbon Ions with Nuclei*" Phys. Rev. Letter 34, 601 (1975)
- (原稿受理1994年11月28日)