

静止 K^- の方法による K 中間子と原子核の 深い束縛状態の探索実験 (KEK-PS E471) に おける最近の進展について

東京大学理学系研究科 鈴木 隆敏

for E471 cdllaboration

平成 15 年 10 月 31 日

概要

我々E471 実験グループは 2002 年秋 (130 shifts) 及び 2003 年夏 (40 shifts) の二度に渡り KEK 北カウンターホール K5 に於いて K 中間子と ^3He 原子核の深い束縛状態の探索実験を行った。2003 年 9 月の時点でデータ解析をほぼ終了し、深い束縛状態の形成と解釈しうるピーク構造を中性子運動量分布中に発見した。系の束縛エネルギー (B_{K-ppn}) 及び観測された幅 (Γ_{obs}) はそれぞれ 172.7MeV と 14.1MeV(上限 25.1MeV) と評価された。状態の主な崩壊分岐は ΣNN と考えられる。

本議事録においては実験原理、設備の紹介の後に中性子運動量分布の構成とその二次荷電粒子による分類、及び解釈に焦点をあてる。

1 背景

KN 相互作用の全容は現在依然として未知の領域である。その実験データとしては低エネルギーの自由 KN 散乱、及び K 中間子原子の X 線測定のみが存在する。前者の結果から、強い相互作用は、それだけで束縛状態を形成しうるほど強く引力的であり、その結果、sub-threshold pole の存在とそれに伴う符号変化の結果、アトムックな基底状態は斥力的シフトを示すと考えられ、このことは $\Lambda(1405)$ の存在と矛盾しない。

一方で K 中間子水素原子については独立な測定が互いに矛盾するばかりで無く、引力的なエネルギーシフトを示している、という状況が” K 中間子水素原子パズル”として長年問題となっていた。このことは、強い相互作用自体は引力的では在るが、エネルギー閾値下に pole を形成するほど強い引力と言う訳ではないことを意味し、他のデータと大きく食い違う。このパズルは KpX (KEK-PS E228) 実験によって解決され、相互作用は遠距離で斥力的であるという結論が導き出された [1]。従って相互作用は閾値下に束縛状態を形成するほど強い引力であり、 $\Lambda(1405)$ を実際に K^- と p の強い相互作用による束縛状態と解釈しうる。

赤石、山崎は $\Lambda(1405)$ を KN の全アイソスピン 0 の束縛状態と想定して、 KN 散乱、 K 中間子水素原子 (E228)、 $\Lambda(1405)$ の質量と幅の全てを再現するような KN 相互作用ポテンシャルを構成し、さらに g-行列の方法によりその相互作用を K -原子核系へ適用した。その結果、 ^3He 、 ^8Be 等の幾つかの軽い核に対して K 中間子が 110MeV 程度で強く束縛された状態が 30MeV 程度の比較的狭い幅で存在しうること示した [3]。KEK-PS E471 実験は特に ^3He 原子核に対してそのような状態が存在するのかどうかを確認するために行われたものである。

2 実験原理

深く束縛された K^- - ^3He 系を形成するために、我々は液体 ^4He 標的中に於ける静止 K^- の方法を採用した [4]。 ^4He に K^- を止めた場合の物理過程を図 1 に示す。

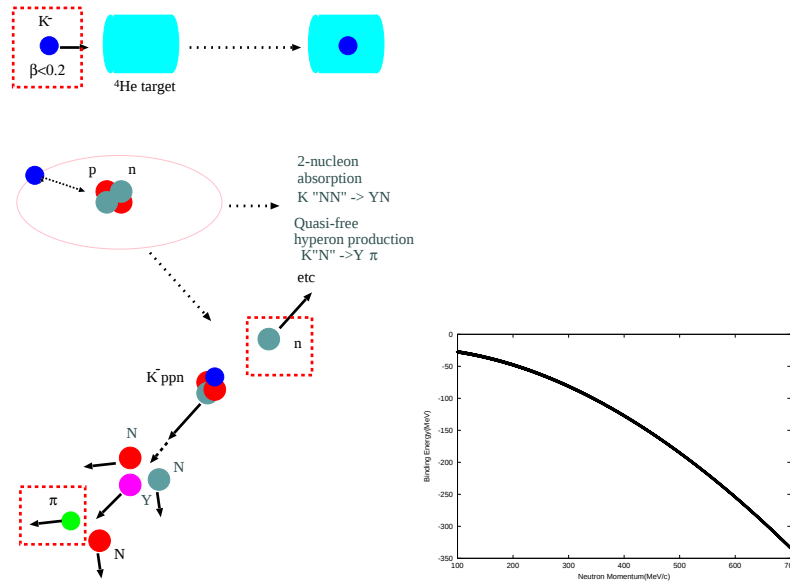


図 1: E471 実験原理 (左) と中性子運動量の関数としての束縛エネルギー (右)。左図においては $K^- ppn$ 状態は非メソンの崩壊するとしている。実線は運動量の方向と大きさ、波線は状態の遷移を表現している。実験で測定される粒子を点線の枠で囲うことによって示してある。

減速され、静止した K 中間子は ^4He 原子軌道に捕獲され、そのうち 96 ~ 97% は ^4He 原子核に吸収され、核反応を起こす¹。このうちの一部が核 Auger 過程によって中性子をつつ深く束縛された $K^- ppn$ 状態を形成する。形

¹ 残りの 3 ~ 4% は長寿命の軌道に捕獲されて崩壊する

成された K^-ppn は即時に崩壊し、その終状態において荷電粒子 ($p, \pi^\pm$) を放出する。2 体崩壊のために系の束縛エネルギーは中性子運動量の測定によって

$$B_{K^-ppn} = \sqrt{((M_{^4\text{He}} + M_{K^-}) - E_n)^2 - p_n^2} - (M_{^3\text{He}} + M_{K^-})$$

のように一意的に求まる (図 1)。

逆に言えば、束縛エネルギーの値によって放出中性子運動量は一意に求まり、もしもこのような状態が存在すれば中性子運動量分布上にピークの構造として現れることが期待される。我々は、入射 K^- の軌道再構成、中性子の飛行時間測定、及び二次荷電粒子の同定と軌道再構成により、 ^4He 標的中での静止 K^- から生ずる中性子の運動量分布を測定した。

3 実験装置

実験は KEK 北カウンターホール K5[5] で 2 次 K 中間子ビームを利用することにより行われた。E471 の実験装置を図 2 に示す。

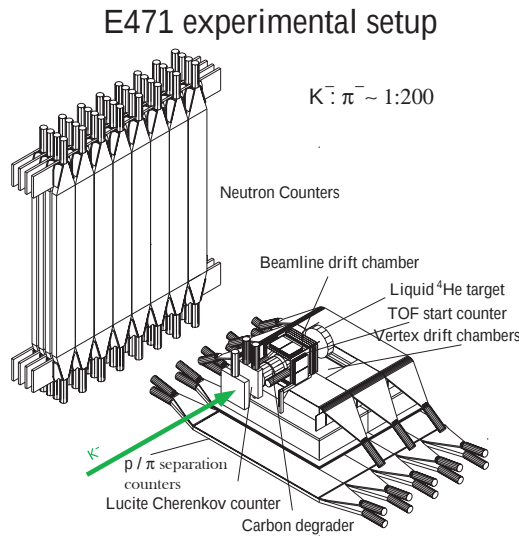


図 2: E471 実験の検出器系の全体図。図においては崩壊頂点検出器系と中性子検出器系はそれぞれ 1 arm のみが描かれているが実際には上下、左右対称にそれぞれ 2 arm ずつ配置されている。

引き出されたビーム (660MeV/c) は上流に配置されたルサイト製のチェレンコフ検出器で π の弁別を受け、引き続いて炭素のブロックで減速される。その後 TOF 測定の start signal を与え、軌道検出されて最終的に標的に静止する。約 4.7k $K^-/\text{spill}(2\text{TP})$ が標的まで到達し、このうち約 1k が標的に静止する²。崩壊頂点検出器系は標的の上下に配置され、大型の drift chamber とさらにその後ろの標的に近い順に 6mm 厚と 30mm 厚のシンチ

²特に 2003 年夏の cycle では標的として 1.875g/cm² の液体 ^4He を採用したため、静止 K^- 測定の結果を援用すると 20% 強を標的に静止させ得たと考えられる。なお、この時 K^-/π^- 比は標的の位置で約 1 対 200 で、比率は K5 静電 separator 電圧の限界で決まる。

レータの組 (トリガーカウンター) から構成され、二次荷電粒子の軌道検出とその dE/dx あるいは TOF 相関による粒子識別が可能になっている。drift chamber の金属部分は VETO カウンターで覆い、 π 中間子の 2 核子吸収過程によって生ずる中性子バックグラウンドを抑制する。

中性子検出器系は標的から水平方向に 2m 離して配置されている。検出器は 1.5m (または 1m) 長で 5cm 厚の両読みのプラスチックシンチレータ (総量 $1.44m^3$) から成り、両端の検出時間差によって 4cm 程度の精度で鉛直方向の位置決定が可能である。

図では省略されているが、中性子検出器の直前には 4.5mm 厚の鉄板が配置され、静止 K^- からハイパロン生成あるいはその崩壊により生ずる γ 線がその中で起こす電磁シャワー事象を基準にして時間原点決定を行い、さらにその直前に中性子検出器の前面を覆うべく VETO カウンターを配置して中性粒子 (γ, n) と荷電粒子 ($p, \pi^\pm, \mu^\pm, e^\pm$) の識別を行う。

4 二次荷電粒子の特定と運動量決定

二次荷電粒子の識別にはトリガーカウンターにおける dE/dx と飛行時間の両方が用いられる。第一段階として、6mm 厚 (thin) における TOF と dE/dx 相関を調べることにより

1. 核反応の結果生成されてかつ thin を通過する成分
2. K^- が長寿命の原子軌道に捕獲されて崩壊した場合に生ずる速い π^-, μ^-
3. thin に静止した遅い陽子
4. thin に静止した遅い $\pi^\pm$

等の分離が可能である (図 3)。成分 2 は accidental な場合のみトリガーされるので、捨て去る。成分 1 については、6mm 厚と 30mm 厚 (thick) の間の dE/dx の相関により、 $\pi^\pm$ と陽子、重陽子が分離される (図 4 左)。

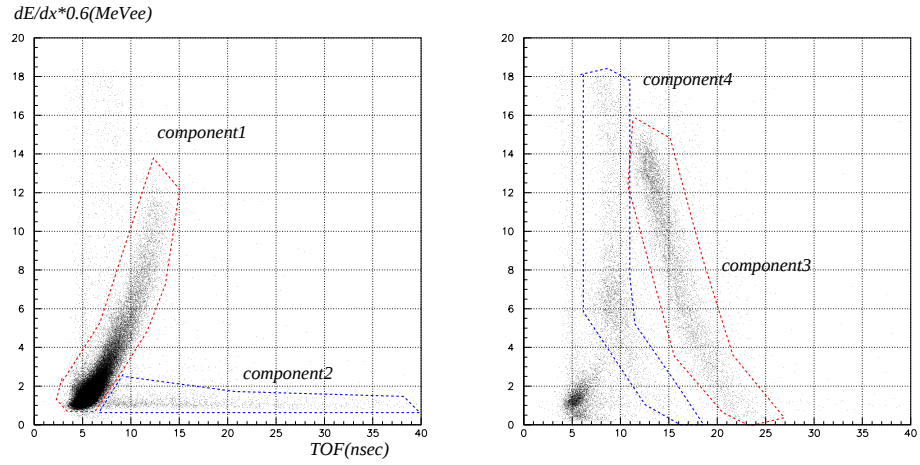


図 3: thin における TOF(x 軸) と dE/dx (y 軸) の相関。左は後の thick にも同様に hit があった場合で、右は hit が無い場合。左には minimum ionization を与えるものの、(みかけの)TOF が tail を引く成分が存在する。

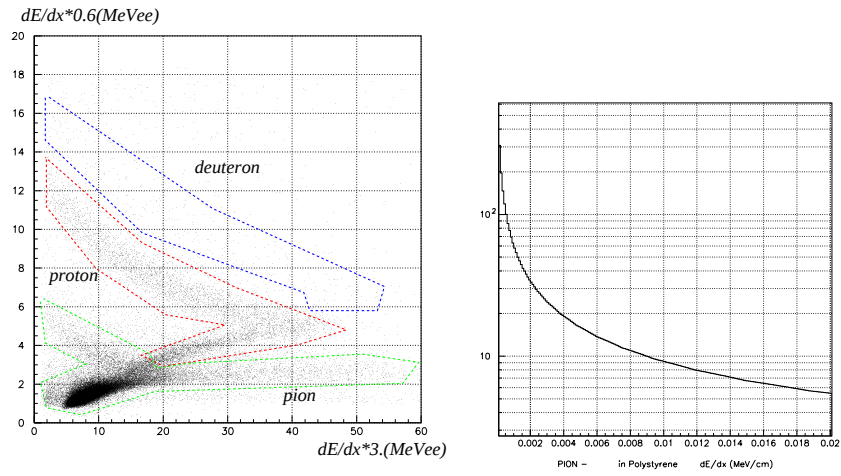


図 4: 成分 1 に対する thin-thick の dE/dx 相関 (左) と計算された荷電 π 中間子に対する dE/dx (MeV 単位、y 軸) の関数としての運動エネルギー (GeV 単位、x 軸)。

粒子識別が行われた後に、thin を通過した成分に関してはその dE/dx からトリガーカウンターにおける運動量が計算される (図 4 右)。

5 $1/\beta$ spectrum と中性子運動量分解能

静止 K^- 事象の特定及び静止 Σ 事象を用いた運動量校正に関しては [6] に詳しいので省略する。E471 実験においては次のような幾つかの理由から中性子 TOF 分解能の評価が難しい。

1. slewing 補正は γ 線の変換された電子の hit を用いて行うがその波形と中性子の hit (すなわち強い相互作用で叩き出された陽子) による波形は異なると考えられるために γ 線で評価された分解能が中性子に対しても出ているかどうかは考慮を要すること
2. γ 線は hyperon 生成過程とその崩壊から生ずるが特に Λ の崩壊によって生ずる場合その寿命の分生成が遅れるために $1/\beta$ 分布の幅が広がること
3. 過程によっては中性子生成までに一次反応で生じた粒子がかなりの時間走ることが考えられるため、見かけの TOF は大きくなること

ここでは TOF 分解能を γ 線に対する $1/\beta$ 分布の幅で定義する³。

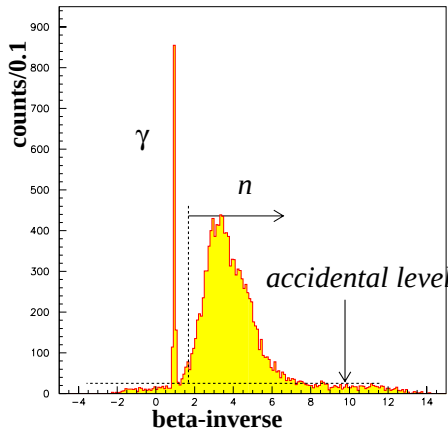


図 5: 中性粒子に対する $1/\beta$ 分布。 抜けた π 中間子が中性子と誤認される場合、あるいは 2. 鉄製の架台に静止した π 中間子が吸収され中性子を放出する場合、が考えられる。図 6 はそれぞれ 0.03, 0.04, 0.05 の TOF 分解能を与えた場合の中性子運動量分解能と運動量の関係である。

TOF 測定においては TOF 分解能が一定であるために中性子が速くなると共に運動量分解能は悪化する。後述するように我々の興味のある領域は

³ 従って、 K^-ppn の形成事象のような即時の反応の場合は TOF 分解能はここで与える値よりも良い可能性があるが静止 K^- より遅延無しで生ずる monochromatic な中性子源が存在しないために正確な評価は出来ない。

図 5 は 10MeVee のソフトウェア 閾値を科した場合の中性粒子に対する $1/\beta$ 分布である。この閾値においては偶然同時計数によるバックグラウンドをかなりの程度減ずることが出来る上に、 γ と中性子の分離状態は極めて良いと言える。TOF 分解能は電磁シャワーを与えたこれとは独立な event 集合で評価され、全中性子検出器、全 production run の合計で $\Delta 1/\beta = 0.04(\sigma)$ を与えた。なお、小さな $1/\beta$ の領域には静止 K^- 反応から生じ得ないような高エネルギーの中性子が存在するがこれらは 1: VETO の隙間を

400MeV/c $\sim$ 500MeV/c であり、対応して 7MeV/c $\sim$ 11MeV/c の運動量分解能 (σ) を得た。

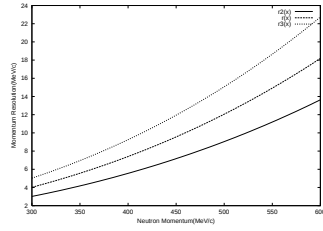


図 6: 下から順に $\Delta 1/\beta = 0.03, 0.04, 0.05$ を仮定した場合の運動量分解能 (y) と運動量 (x) の関係。

6 中性子運動量分布とその解釈

6.1 K^-ppn の可能な崩壊終状態とその性質

深く束縛された K^-ppn 状態の崩壊終状態は無論実験的には未知であり、我々は現状に於いてはエネルギー、ストレンジネス、バリオン数の保存が成立するような場合は全て考慮にいれなければならない。ここで $\Sigma\pi NN$ はエネルギー的に閉じると考えて⁴、可能な崩壊の終状態とその性質 (運動量と DCA([6])) を列挙する。

終状態	質量差 (MeV/c ²)	検出可能な 2 次荷電粒子	DCA if π -detected	π 運動量
Λnp	-308.6	π^-, p	大	小
Λd	-310.8	π^-, p, d	大	小
$\Sigma^+ nn$	-233.6	π^+, p	小	大
$\Sigma^0 (\Lambda\gamma) np$	-231.6	π^-, p	大	小
$\Sigma^- pp$	-228.1	π^-, p	小	大
$\Lambda np\pi^0$	-173.6	π^-, p	大	小
$\Lambda nn\pi^+$	-167.7	π^-, π^+, p	大又は原点	小
$\Lambda pp\pi^-$	-170.3	π^-, p	大又は原点	小
$\Lambda d\pi^0$	-175.8	π^-, p, d	大	小

表 1: 非メソンの及びメソンの崩壊を起こす場合の可能な終状態及びその性質。質量の原点は ${}^3\text{He} + K^-$ の静止状態とした。なお、深い束縛状態の全アイソスピンは 0 だと予想されるため $\Lambda d\pi^0$ は禁止されることが期待される。

⁴[3] に於いては $\Sigma\pi$ 閾値よりも小さな全エネルギーを与えるような強い束縛が予言されているが、実験的な見地に立つと我々は 2002 年秋の E471 の第一サイクルの解析結果において $\Sigma\pi$ 閾値よりも上に構造を見る事が出来なかったため。

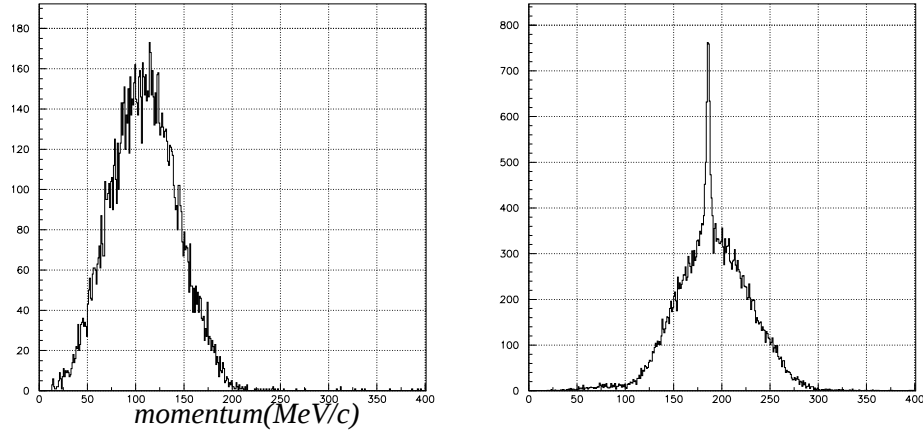


図 7: $\Sigma^- pp$ (右) 及び Λnp 終状態 (左) から生ずる π 中間子の運動量分布。 Σ 起源の場合には π 中間子運動量は $100\text{MeV}/c$ を下回らない一方で Λ 起源の場合は約半分が $100\text{MeV}/c$ を下回る。

このように、非メソンの崩壊の場合には特に $\pi^\pm$ を検出した場合に ΣNN と ΛNN の間の性質の違いが顕著であり、またメソンの崩壊においては終状態における π の運動量は (束縛エネルギーに依るけれども) 小さい。今、束縛エネルギー 165MeV を仮定した場合の Λnp と $\Sigma^- pp$ 終状態の場合のトリガーカウンターにおける π 運動量分布の、実験設備とそこでの静止 K^- 分布を考慮に入れた上での GEANT simulation の結果を図 7 に示す⁵。

ΣNN の場合は Lorentz boost や標的、容器等でのエネルギー損失等考慮しても $100\text{MeV}/c$ 以下には洩れ込まないことが分かる。

なお検出器の幾何学的配置とその π に対する大きな質量比から、 $K^- ppn$ の崩壊からの p 検出の場合、崩壊分岐に関わらず DCA と運動量が小さくなることに注意すべきである。

6.2 二次荷電粒子で分類された中性子運動量分布とその解釈

前の節の結果から、もしも崩壊分岐が定まっていれば、二次荷電粒子の種類と運動量による選択によって S/N の大幅な改善が期待できることが理解出来る。我々はまず、中性子運動量分布を次のように 2 次荷電粒子で 3 つに分類した。

1. π であつ p_π が $100\text{MeV}/c$ 以下 (slow- π)
2. π であつ p_π が $135\text{MeV}/c$ より大で $250\text{MeV}/c$ 以下 (fast- π)

⁵ただし Σ^- 原子形成は考慮に入れていない。

3. p で運動量による選択は無し

200MeV/c から 400MeV/c に到る大きな構造は主にハイパロン (特に Λ) の崩壊

$$Y \rightarrow N\pi$$

あるいは変換

$$\Sigma \text{ “} N'' \rightarrow \Lambda N$$

よりなる。遅い π を二つ以上作るのは難しく、この場合 π の二核子吸収

$$\pi^- \text{ “} NN'' \rightarrow NN$$

の分布への寄与は小さい。

また、400MeV/c から 700MeV/c にかけての平坦な構造は K^- の二核子吸収過程の Λ 分岐

$$K^- \text{ “} NN'' \rightarrow \Lambda N$$

とその Λ の崩壊で生ずる π^- を捉えることによって作られる。この分布に有意な構造が見えないことから、 Λnp , Λd , $\Lambda \pi NN$ 終状態は存在しても分岐が小さいであろうと結論出来る。

図 9 は条件 2 における中性子運動量分布である。この場合条件 1 と明らかな違いが見て取れる。まず、300MeV/c から 400MeV/c の強度が強く (分布が太く)、かつ 380MeV/c 付近に有意な構造があるように見える。470MeV/c 付近

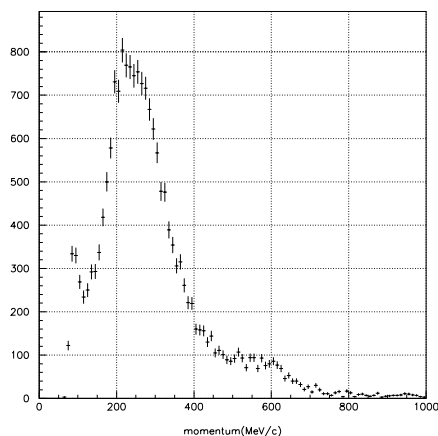


図 8: “slow-pi” に対する中性子運動量分布。有意な構造は無い。

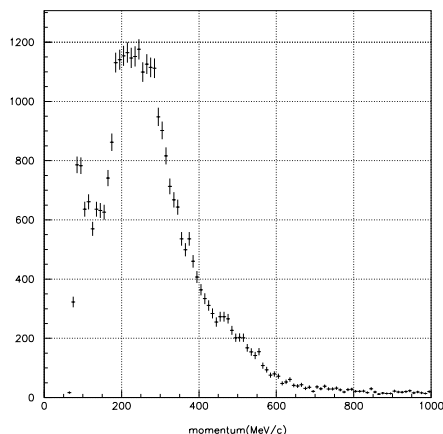


図 9: “fast-pi” に対する中性子運動量分布。470MeV/c 付近に構造がある。これは中性子分布の高エネルギー側 (400MeV/c から 600MeV/c) では速い π の選択により 2 核子吸収の Σ 分岐

$$K^- \text{ “} NN'' \rightarrow \Sigma N$$

を拾っていることを意味している。

図 10 は条件 3 つまり陽子を検出した場合の中性子運動量の分布である。この場合 π の二核子吸収の寄与は極めて大きく、従って 300~400MeV/c の強度は大きい。この場合 390MeV/c 付近に構造が有るように見える他、400MeV/c を超える辺りの強度が強い。この分布は π の二核子吸収から作られていると考え得るが、なぜこのような形状になるのかの定量的な理解は依然成されていない。

これら 3 つの分布を比較すると、条件 2 に対して有意なピーク構造があることが分かるが、依然その構造は弱く、またバックグラウンドにその終状態が非常に似た過程、即ち K^- の二核子吸収過程の Σ 分岐が存在するがために、この結果は K^-ppn 状態の存在または非存在に対して断定的とは言えない。

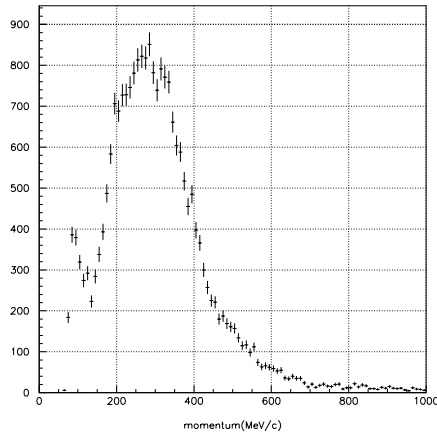


図 10: “proton” に対する中性子運動量分布。

我々は条件 2 の分布中の 470MeV/c 付近の構造を K^-ppn 状態の形成を意味するピーク構造であると考え、“fast π ” の選択と合わせてバックグラウンドとなる過程は K^- の二核子吸収の Σ 分岐と考えた。また、“slow- π ” に有意な構造が見えず、“fast- π ” にだけ見えることから、もしも存在するのならば主な崩壊終状態は ΣNN である、と考えた。その場合、さらなる S/N の改善のためは、DCA の分布の違い及び検出中性子軌道と hyperon 軌道の相関を利用できる。

基本的なアイデアとしては、二核子の Σ 分岐の方がより DCA 分布の平均が大きく (分布が広く)、さらに核 Auger 効果による K^-ppn 状態の形成が約 170MeV の束縛エネルギー⁶を持って成されるならば、殆ど全ての K^-ppn 形成事象に対して、その三体の終状態を考慮してなお、 Σ と n の軌道は逆方向を向くはずである、という物である。

6.3 $\vec{V}_{ca} \cdot \hat{V}_n$ による事象選択と S/N の改善

今、入射 K^- 軌道と二次 π 中間子軌道の最近接点を K^- 側を始点、 π 側を終点として結ぶベクトルを $\vec{V}_{ca}$ として定義すると、特にそのノルムが DCA 分解能を超える時、hyperon 軌道を良く近似することに注意する。その結果、

⁶ 470MeV/c の中性子運動量に対応

中性子の運動方向に沿った単位ベクトルを $\hat{V}_n$ とするならば、量 $\vec{V}_{ca} \cdot \hat{V}_n$ はその符号で検出粒子の関係を、その絶対値で hyperon の走った距離を表すと考えられる。

今、二核子吸収の Σ 分岐を我々の設備で検出する場合において、二通りの中性子を検出する可能性があることに注意する。即ち

$$K^- \text{--} "NN'' \rightarrow \Sigma N$$

における一次反応で生ずる中性子を検出する場合と、さらに引き続く hyperon 崩壊

$$\Sigma^\pm \rightarrow n\pi^\pm$$

を検出する場合である。前者の場合は Σ 軌道と中性子軌道は反対方向を向く一方 ($\vec{V}_{ca} \cdot \hat{V}_n$ が負) で後者の場合は Σ 軌道と中性子軌道は揃う ($\vec{V}_{ca} \cdot \hat{V}_n$ が正)。図 11 にそれぞれの場合の topology を示す。 K^-ppn 形成事象に対しては $\vec{V}_{ca} \cdot \hat{V}_n$ は負であると考えられるために、少なくとも後者はかなりの程度分離可能であり、また前者は Σ の運動量の違いから比較的 $\vec{V}_{ca} \cdot \hat{V}_n$ の絶対値が小さな事象選択により、S/N の改善が可能である。我々は ΣNN 終状態の場合に S/N を最適化する目的で絶対値の値として 5~10mm を選択した。今、 $-10 < \vec{V}_{ca} \cdot \hat{V}_n < -5(\text{mm})$ を "backward"、 $5 < \vec{V}_{ca} \cdot \hat{V}_n < 10(\text{mm})$ を "forward" と呼ぶことにする。

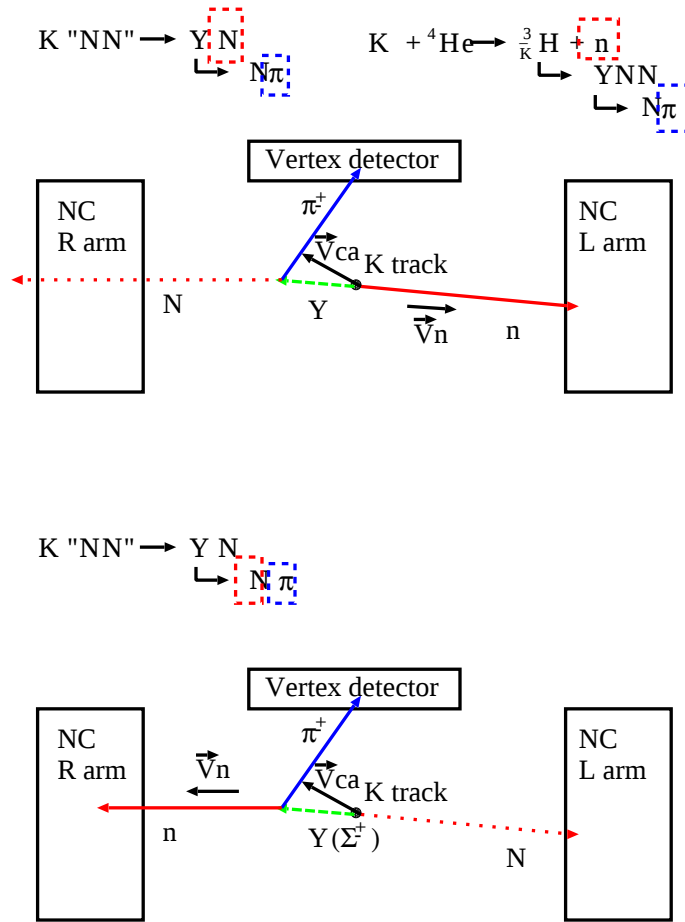


図 11: 二核子吸収の場合と $K^-ppn({}^3_{\bar{K}}\text{H})$ 形成事象の比較。実線は検出された軌道と粒子、波線は検出されなかった軌道と粒子を表現している。また、反応式において検出粒子は点線の枠で囲われている。二核子吸収の核子側を見る場合 (この実験では Λ 分岐はすべからくこのパターン)、あるいは K^-ppn 形成事象においては $\vec{V}_{ca}$ と $\vec{V}_n$ の間には back-to-back の相関がある一方、ハイパロン崩壊で生ずる中性子を見る場合はそれらの方向は揃う。

図 12 は”slow- π ” 事象を用いて”forward” と”backward” の選択の機能が正しく働いていることを示している。”slow-pi” において 400MeV/c より大きな運動量領域は大部分が K^- の二核子吸収の Λ 分岐の一部分

$$K^- - pn'' \rightarrow \Lambda n$$

$$\Lambda \rightarrow p\pi^-$$

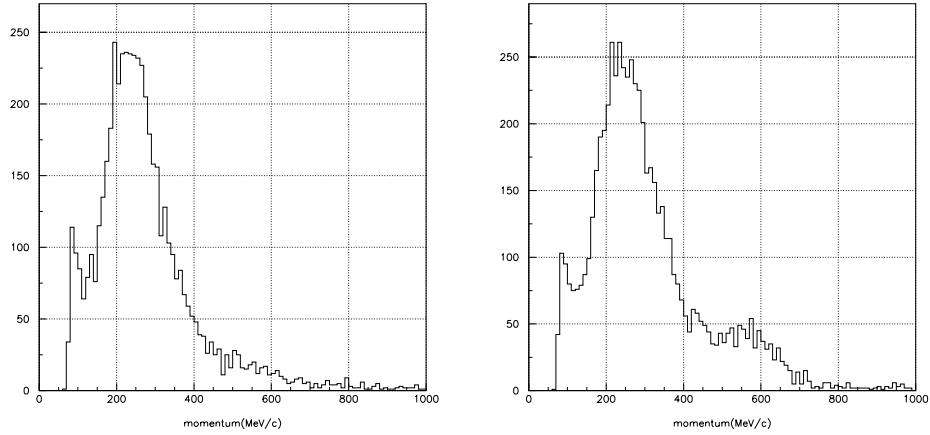


図 12: $5 < \vec{V}_{ca} \cdot \hat{V}_n < 60\text{mm}$ (左図) の事象選択と $-60 < \vec{V}_{ca} \cdot \hat{V}_n < -5\text{mm}$ (右図) の比較。負の場合に 400MeV/c より上で予想の通り強度が強い。

から来ていることは疑いが無い。この場合 $\vec{V}_{ca} \cdot \hat{V}_n$ は負となる。従って、 $\vec{V}_{ca} \cdot \hat{V}_n$ が正の場合 400MeV/c 以上の強度は弱く、負の場合はほぼそのまま上の過程を見ることになり、500~600MeV/c に緩やかなピークを持つ分布を見る事が期待されるがまさにそのようになっている。ただし、見ようとする過程に合わせて $\vec{V}_{ca} \cdot \hat{V}_n$ の絶対値は 5~60mm に広げてある。これは次の二つの事を意味している。それは、 $\vec{V}_{ca} \cdot \hat{V}_n$ による選択は正しく働いていること、さらに、非常に重要な実験的事実として、二核子吸収過程は細い構造を作る事が出来ないということである。これは Λ 終状態の核子側についての議論であるが、 Σ 終状態についても分布の中心が低エネルギー側にずれるのみでそのままあてはまる。

6.4 深く束縛された K^-ppn 状態の発見

6.4.1 “forward” と”backward” の比較

前の節での議論で、もしも深い束縛状態が本当に存在するならば、”forward” と”backward” の比較において”backward” の側に存在しなければならないことを示した。図 13 においてそれらの比較を示す。今、我々は”forward” 側にピーク

構造を見つけられない一方で”backward”側には 470MeV/c に monochromatic なピーク構造を見る事が出来る。これは事前の考察と一致しており、これによりこの構造を深く束縛された K^-ppn 状態の形成の証拠と解釈する。

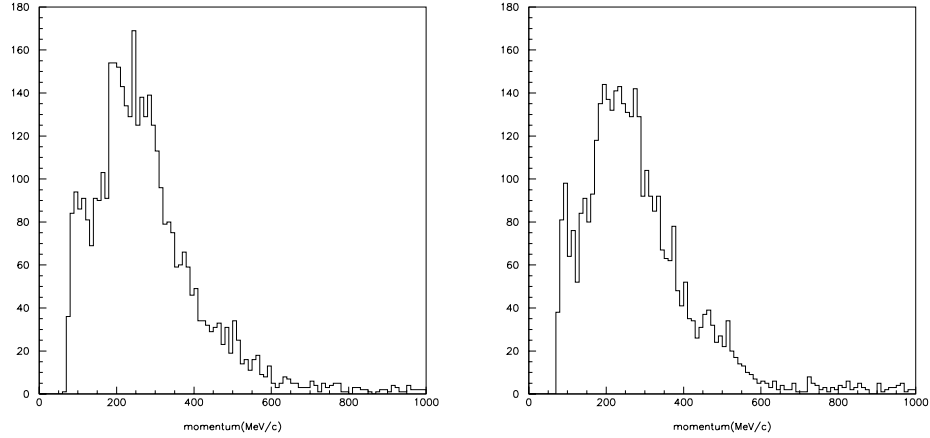


図 13: “fast- π ” の事象に対する 10MeV/c の binning による”forward”(左)と”backward”(右)の比較。”backward”に対して 470MeV/c 近辺に 40events 程度のピーク構造が存在する。

6.4.2 バックグラウンド評価とピークの中心運動量の導出

我々は束縛エネルギー及び幅の評価のために、バックグラウンドの評価を行った。 ^4He 標的における静止 K^- の場合には、background の”概形”は simulation で再現出来る [4] が、依然として実験データと完全な一致は見られない。我々は simulation に依存しない形でバックグラウンドを評価することを試みた。生じ得る物理過程の分析の結果、“forward”の集合は、 K^-ppn の成分を除けば”backward”の集合と同一の分布を持つ、つまり “forward” は”backward” のバックグラウンドと見なせることが分かった。

しかしながら、バックグラウンドの詳細な関数形は不明であり、ここでは滑らかな関数

$$F(p_n) = P1 \times (p_n - P2)^{P3}$$

で分布の大域的な fit を行って (図 14 左)、それをそのまま”backward”の分布にあてはめ、その関数 (つまり $P_i (i = 1, 2, 3)$) は固定した上で”backward”の分布の興味のある領域を、Gauss 分布とその関数の和を用いて fit を行った⁷(図 14 右)。

その結果、ピーク面積として

⁷ 自由なパラメーターは Gauss 分布を定める 3 つのみ

$$52.3 \pm 14.7 \text{ events} (3.6\sigma)$$

及び、中心運動量として

$$467.5 \pm 6.0 \text{ MeV}/c$$

また Gauss 分布の幅として

$$14.4 \pm 6.0 \text{ MeV}/c$$

を得た (ただし $467.5 \text{ MeV}/c$ において $\Delta p_{TOF} = 10.4 \text{ MeV}/c$)。

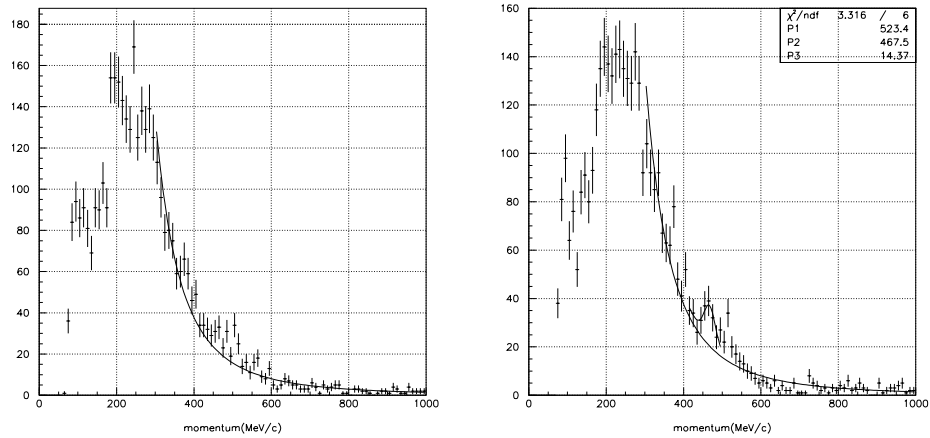


図 14: “forward” の中性子運動量分布とその大域的な fit (左) と “backward” の中性子運動量分布とそのバックグラウンドを固定した場合の Gauss 分布による fit。

7 結論

我々は、 ^4He 中での静止 K^- から生成される中性子運動量分布を測定した。測定の結果、深く束縛された K^-ppn 状態の形成起源と考えられるピーク構造を発見した。求められた束縛エネルギーは 165.1 MeV 、観測された自然幅 Γ_{obs} は 14.1 MeV 、その上限は 25.1 MeV であった。

今のところ、状態の生成の分岐比、および崩壊の終状態とその分岐比に対する定量的な評価は存在しない。しかしながら、定性的には主な崩壊分岐は ΣNN であると結論することが出来る。

我々は $380 \text{ MeV}/c$ 近辺に励起状態と解釈し得る構造を見る事が出来るが、バックグラウンドが急激に変化する (はず) の運動量であるために、この結果は励起状態の存在に関しては今のところ断定的ではないように思われる。

参考文献

- [1] M.Iwasaki *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 3067.
T.M.Ito *et al.*, Phys. Rev. **C58** (1998) 2366.
- [2] E.Friedman, A.Gal and C.J.Betty, Phys. Lett. **B308** (1993) 6.
- [3] Y.Akaishi and T.Yamazaki, Phys. Rev. **C65** (2002) 044005
- [4] M. Iwasaki *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. **A473** (2001) 286.
- [5] K.H.Tanaka *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. **A363** (1995) 114.
- [6] 応田治彦、肥山詠美子、研究会『ストレンジネス核物理の最近の展開』
(2002.3.15-17,KEK) 会議報告 p155-161