

ハドロン破碎と回折型カスケード

田代 勤・宮地 武志

岡山理科大学 機械理学科

(昭和60年9月26日 受理)

1. はじめに

π^+p 衝突 K^+p 衝突及び pp 衝突における小横運動量を持ったハドロンの生成を、クォークダイクォークカスケードと再結合によって説明し回折部分について考察する。ハドロン・ハドロン衝突による多重粒子発生の大部分は、衝突軸方向に小さい横運動量を持った多数の粒子が発生するいわゆる軟かい相互作用である。この場合には入射ハドロンを構成しているクォークと標的ハドロンのクォークが小角度で散乱され、閉じ込めの力によって衝突軸方向にハドロンが生成され则认为られている。硬い相互作用では入射ハドロンのクォークと標的ハドロンのクォークとが激しく衝突して、ラザフォード散乱のように大角度で散乱しその方向にハドロンをつくるので大横運動量を持った粒子がつくられる。

小横運動量の多重粒子発生を扱ったモデルには溶融モデル再結合モデル破碎モデル等がある。ここでは破碎モデルの一つでクォークの破碎関数の替りに、クォークカスケードを用いたモデルを考える。これは衝突によって入射粒子が破壊されて出来たクォークが、次々と衝突軸方向に中間子を放出しながら、運動量を失っていく描像を定式化したものである。クォークカスケードを時間的に追い再結合を考慮し拡散方程式の形にしたクォーク再結合モデル¹⁾は $p \rightarrow pX$, K^+X , π^+X , $\Delta^{++}X$, $\pi^+ \rightarrow \pi^+X$, K^+X 等のスペクトルをうまく説明できるが、メソンからのバリオン及び反バリオン、バリオンからの反バリオン生成が取扱えない。またダイクォークカスケードを取入れた再結合なしのクォークダイクォークカスケードモデル²⁾は、メソン、バリオン及び反バリオン生成を統一的に扱えるが、 $p \rightarrow pX$, $\pi^+ \rightarrow \pi^+X$, $K^+ \rightarrow K^+X$ の最前方のスペクトルを再現できない。そこで前者のクォークカスケード再結合モデルにダイクォークカスケードを取り入れたモデルによる分析が最近なされた。³⁾ このモデルでは再結合機構により $p \rightarrow pX$, $\Delta^{++}X$, $\pi^+ \rightarrow \pi^+X$ の最前方のスペクトルの上がりをよく説明できるが、同時に $p \rightarrow \Lambda X$, $\Sigma^{*-}X$, $\pi^+ \rightarrow K^+X$, K^0X , ρ^-X 等のスペクトルも前方で大きくなり、実験と一致しない。これはカスケードによりクォークの種類が変わり運動量をあまり失わないうちに再結合するためである。

この論文ではハドロン・ハドロン衝突が図1に示した3つのカスケード機構 (a) 回折型 (b) 再結合型 (c) 交換型カスケードによって起ると仮定する。ハドロン・ハドロン散乱に回折型カスケードを導入することにより、我々は上にあげた種々のスペクトルの特徴を自

然に説明することが出来る．2節でモデルの説明をし，3節で実験との比較を行い4節で結果をまとめ議論する．

2. モデル

2-1 入射ハドロン中の構成子分布

我々は包含反応 $a+b \rightarrow c+X$ を考え， ab の質量中心系での c の分布を考える．ハドロン c の運動量の入射ハドロン a の運動量 (\mathbf{p}_a) 方向の成分を p_{\parallel} ，垂直成分を \mathbf{p}_{\perp} とする．我々は小さい横運動量 (p_{\perp}) のハドロンを考えるので，衝突軸方向の一次元の問題として取扱う．すなわち Feynman 変数 $x \equiv 2p_{\parallel}/\sqrt{s}$ ($s=(p_a+p_b)^2$ は質量中心系における a と b のエネルギー和の2乗) を用いて

$$\frac{x}{\sigma} \frac{d\sigma(ab \rightarrow cX)}{dx} = \frac{1}{\sigma} \int \int E \frac{d^3\sigma(ab \rightarrow cX)}{d^3p_{\parallel} d^2p_{\perp}} d^2p_{\perp} \quad (1)$$

を計算する． E は c のエネルギーで， σ は ab 衝突の非弾性断面積である．

バリオンはクォーク3個から出来ているので， u ， d ， s の3種類の香りを考えると27種類のバリオンが存在することになる．しかしここでは8次元バリオンと10次元バリオンの18種類までを考える．メソンは擬スカラーメソンとベクトルメソンの18種類を考える．8次元バリオンは衝突によって，(i) 香について反対称なダイクォーク $[qq]$ とクォーク q ，(ii) 対称なダイクォーク $\{qq\}$ とクォーク q ，(iii) 無相関のダイクォーク qq とクォーク q (3個のばらばらのクォーク) に分かれることが可能である．Fredriksson, Jändel, Larsson^{4,5)} は，レプトン・核子散乱のデータから核子は主にスピン0の状態のダイクォーク $[qq]$ とクォーク q から出来ていて， $[qq]$ は非常に小さくて軽く，スピン1のダイクォーク $\{qq\}$ は大きく重たいということを示した．クォークダイクォークカスケードの立場からレプトン・核子反応におけるダイクォークの役割が文献6, 7) にも議論されている．以下では対称なダイクォークと無相関のダイクォークはほぼ同じであるとみなして，無相関ダイクォークは対称なダイクォークに含めることにする．

10次元バリオンは対称なダイクォークとクォークからなり，8次元バリオンは $[qq]q$ と $\{qq\}q$ 状態の混合状態である．8次元バリオンは衝突によってこわれるときと，カスケードで生成されるときでは状態が違ふと考える．入射8次元バリオン，生成8次元バリオンをそれぞれ $|8_{\text{IN}}\rangle$ ， $|8\rangle$ で表わし混合角を α_{IN} ， α とする．10次元バリオン，入射8次元バリオン，生成8次元バリオンはそれぞれ次のように表わされる：

$$\begin{aligned} |10\rangle &= |\{qq\}q\rangle, \\ |8_{\text{IN}}\rangle &= \cos\alpha_{\text{IN}}|[qq]q\rangle + \sin\alpha_{\text{IN}}|\{qq\}q\rangle, \\ |8\rangle &= \cos\alpha|[qq]q\rangle + \sin\alpha|\{qq\}q\rangle. \end{aligned} \quad (2)$$

具体的に入射プロトンの状態をかくと

$$|p_{IN}\rangle = \cos\alpha_{IN} |[ud]u\rangle + \sin\alpha_{IN} \left(\frac{1}{\sqrt{3}} |\{ud\}u\rangle - \sqrt{\frac{2}{3}} |\{uu\}d\rangle \right),$$

$$[ud] = (ud - du)/\sqrt{2}, \quad \{ud\} = (ud + du)/\sqrt{2}$$

となる。従って衝突によって陽子線束は $[ud]-u$, $\{ud\}-u$, $\{uu\}-d$ の系にそれぞれ $\cos^2\alpha_{IN}$, $\sin^2\alpha_{IN}/3$, $2\sin^2\alpha_{IN}/3$ の確率で分解する。陽子線束の構成子の分布は次のようにとる：

$$\begin{aligned} h_{u/p}(x) &= \cos^2\alpha_{IN} x^{\beta_u} (1-x)^{\beta_{[ud]}-1} / B(\beta_u, \beta_{[ud]}) \\ &\quad + \frac{1}{3} \sin^2\alpha_{IN} x^{\beta_u} (1-x)^{\beta_{\{ud\}}-1} / B(\beta_u, \beta_{\{ud\}}), \\ h_{d/p}(x) &= \frac{2}{3} \sin^2\alpha_{IN} x^{\beta_d} (1-x)^{\beta_{\{uu\}}-1} B(\beta_d, \beta_{\{uu\}}), \\ h_{[ud]/p}(x) &= \cos^2\alpha_{IN} x^{\beta_{[ud]}} (1-x)^{\beta_u-1} / B(\beta_{[ud]}, \beta_u), \\ h_{\{ud\}/p}(x) &= \frac{1}{3} \sin^2\alpha_{IN} x^{\beta_{\{ud\}}} (1-x)^{\beta_u-1} / (B\beta_{\{ud\}}, \beta_u), \\ h_{\{uu\}/p}(x) &= \frac{2}{3} \sin^2\alpha_{IN} x^{\beta_{\{uu\}}} (1-x)^{\beta_d-1} / B(\beta_{\{uu\}}, \beta_d). \end{aligned} \quad (4)$$

ここで $B(\alpha, \beta) = \int_0^1 t^{\alpha-1} (1-t)^{\beta-1} dt$ はベータ関数を表わす。 $h_{d/p}(x)/x$ は入射プロトンが衝突により Feynman 変数 x を持った d クォークと $(1-x)$ の $\{uu\}$ ダイクォークに分かれる確率密度である。 π^+ 線束中の u と \bar{d} の分布は

$$\begin{aligned} h_{u/\pi^+}(x) &= x^{\beta_u} (1-x)^{\beta_{\bar{d}}-1} / B(\beta_u, \beta_{\bar{d}}), \\ h_{\bar{d}/\pi^+}(x) &= x^{\beta_{\bar{d}}} (1-x)^{\beta_u-1} / B(\beta_{\bar{d}}, \beta_u) \end{aligned} \quad (5)$$

となり K^+ 線束については

$$\begin{aligned} h_{u/K^+}(x) &= x^{\beta_u} (1-x)^{\beta_{\bar{s}}-1} / B(\beta_u, \beta_{\bar{s}}), \\ h_{\bar{s}/K^+}(x) &= x^{\beta_{\bar{s}}} (1-x)^{\beta_u-1} / B(\beta_{\bar{s}}, \beta_u) \end{aligned} \quad (6)$$

となる。 x 分布を決めるパラメータ $\beta_u, \beta_d, \beta_{[ud]}, \dots$ はメソンとバリオニュウムのレッジ軌跡の切片と関係づけられる。^{2, 6)} 我々は ρ と ϕ 軌跡の切片の値よりそれぞれ

$$\beta_u = \beta_d = \beta_{\bar{u}} = \beta_{\bar{d}} = 0.5, \quad \beta_s = \beta_{\bar{s}} = 1 \quad (7)$$

を得る。ダイクォークに対しては反対称ダイクォークがよりきつく結びつけられていることを考え合わせて

$$\beta_{[ud]} = 1.5, \quad \beta_{\{ud\}} = \beta_{\{uu\}} = 3 \quad (8)$$

と選ぶ。

2-2 カスケード機構

$a+b \rightarrow c+X$ の反応は図1に示してあるように、3つのカスケードのタイプが考えられる。回折型カスケードは再結合型の特別な場合として次のように定義する。回折型カスケードは図1(a)のように入射ハドロンが、途中でグルーオンのみを放出して、はじめの構成子そのものが再結合して入射ハドロンと同じレッジ軌跡上の粒子をつくる場

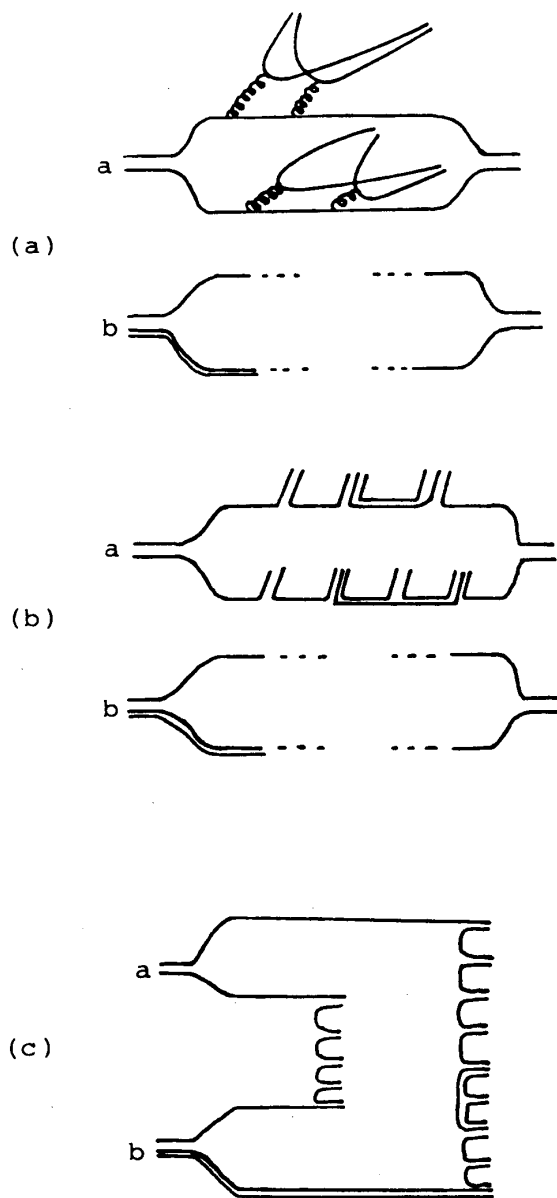


図1. (a) 回折型カスケード. (b) 再結合型カスケード. (c) 交換型カスケード.

合と定義する. ここではハドロンとして擬スカラーメソン, ベクトルメソン, 8次元バリオンと10次元バリオンのみを考えるので, 回折型カスケードの再結合によって出来る粒子は入射ハドロンと同じハドロンである. 途中で放出されたグルーオンはそれぞれクォーク・反クォーク対を生成し, 無色化が起ってメソンがつくられるものとする. 従って回折型カスケードを便宜上

$$\begin{aligned}
 q &\rightarrow q + M, \\
 [qq] &\rightarrow [qq] + M, [qq] \rightarrow \{qq\} + M, \\
 \{qq\} &\rightarrow [qq] + M, \{qq\} \rightarrow \{qq\} + M
 \end{aligned} \tag{9}$$

の過程のみが起ってメソンを放出し, カスケードの最後の構成子が初めの構成子と同じ場

合と考える。モンテカルロの計算では、回折型カスケードの場合には、最後の構成子が初めの構成子と異なる場合にはもう一度(9)式のカスケードをさせて強制的に初めと同じ構成子をつくる。

回折型カスケードにおける、構成子 $(q, [qq], \{qq\})$ の止まる確率を τ^{diff} とする。基本過程 $\alpha_i \rightarrow \beta_j + M_k$ の起る分岐比を $w_{M_k \beta_j / \alpha_i}$ とする。Feynman 変数 x' を持った構成子 α_i が x の構成子 β_j と $x' - x$ のメソン M_k を放出する確率密度を

$$F_{M_k \beta_j / \alpha_i}^{diff}(x, x') = \frac{(1 - \tau^{diff})}{B(\gamma_{\beta\alpha}, \gamma'_{\beta\alpha})} w_{M_k \beta_j / \alpha_i} \left(\frac{x}{x'}\right)^{\gamma_{\beta\alpha}} \left(1 - \frac{x}{x'}\right)^{\gamma'_{\beta\alpha} - 1} \frac{1}{x} \quad (10)$$

とする。ここでエネルギーは充分高くカスケードの各ステップはスケールしているとした。 α, β は $q, [qq], \{qq\}$ を表わし、 i, j, k は香を表わしている。メソンの種類 M_k を問わずに構成子 α_i から構成子 β_j がつくられる割合 $v_{\beta_j \alpha_i} = \sum_k w_{M_k \beta_j / \alpha_i}$ を使うと、 x' の α_i から x の β_j と $x' - x$ の許される任意のメソンを放出する確率密度は

$$f_{\beta_j \alpha_i}^{diff}\left(\frac{x}{x'}\right) \frac{1}{x} = \frac{(1 - \tau^{diff})}{B(\gamma_{\beta\alpha}, \gamma'_{\beta\alpha})} v_{\beta_j \alpha_i} \left(\frac{x}{x'}\right)^{\gamma_{\beta\alpha}} \left(1 - \frac{x}{x'}\right)^{\gamma'_{\beta\alpha} - 1} \frac{1}{x} \quad (11)$$

となる。そうすると回折型カスケードのカスケード方程式は

$$\varphi_{\beta_j \alpha_i}^{diff}(x) \frac{1}{x} = f_{\beta_j \alpha_i}^{diff}(x) \frac{1}{x} + \sum_{\delta k} \int_x^1 \frac{dx'}{x'} \varphi_{\beta_j \delta k}^{diff}\left(\frac{x}{x'}\right) f_{\delta k \alpha_i}^{diff}(x') \frac{1}{x} \quad (12)$$

と表わすことが出来る。(12)式の第1項は Feynman 変数1の α_i から1回目のカスケードステップで x の β_j が出てくる部分を表わし、第2項は2回以上のカスケードステップで x の β_j が出てくる部分を表わしている。与えられた $f_{\beta_j \alpha_i}^{diff}(x)$ に対して(12)式を解いて $\varphi_{\beta_j \alpha_i}^{diff}(x)$ を求めこれより(1)式の回折部分を計算することが出来るが、ここではモンテカルロの計算をするのでこれ以上立入らない。²⁾ モンテカルロ計算では一様乱数をつくり、 τ^{diff} の割合でカスケードを止め $(1 - \tau^{diff}) w_{M_k \beta_j / \alpha_i}$ の割合で基本過程 $\alpha_i \rightarrow \beta_j + M_k$ を起し、 x は(10)式の分布 $(x/x')^{\gamma_{\beta\alpha}} (1 - x/x')^{\gamma'_{\beta\alpha} - 1} / \{x B(\gamma_{\beta\alpha}, \gamma'_{\beta\alpha})\}$ に従ってサンプリングすればよい。 α_i, β_j, M_k を具体的にかくと、 $q_1 = u, q_2 = d, q_3 = s, [qq]_1 = [ud], [qq]_2 = [us], [qq]_3 = [ds], \{qq\}_1 = \{uu\}, \{qq\}_2 = \{ud\}, \{qq\}_3 = \{ss\}, (u\bar{s}) = K^{*+}, (u\bar{s})_2 = K^+, (u\bar{u})_1 = \rho^0, (u\bar{u})_2 = \omega^0, (\bar{u}u)_3 = \pi^0, (u\bar{u})_4 = \eta, (u\bar{u})_5 = \eta'$ 等々である。

再結合型及び交換型カスケードは次の過程によって起る：

$$\begin{aligned} \bar{q} &\rightarrow \bar{q} + M, \quad \bar{q} \rightarrow [qq] + \bar{B}, \quad \bar{q} \rightarrow \{qq\} + \bar{B}, \\ [qq] &\rightarrow \bar{q} + B, \quad [qq] \rightarrow [qq] + M, \quad [qq] \rightarrow \{qq\} + M, \\ \{qq\} &\rightarrow \bar{q} + B, \quad \{qq\} \rightarrow [qq] + M, \quad \{qq\} \rightarrow \{qq\} + M. \end{aligned} \quad (13)$$

回折型カスケードと同じように基本過程 $\alpha_i \rightarrow \beta_j + H_k$ の分岐比を $w_{H_k \beta_j / \alpha_i}$ 、構成子の止まる確率を τ とすると(11)式に対応する式は

$$f_{\beta_j \alpha_i}^{diff}\left(\frac{x}{x'}\right) \frac{1}{x} = \frac{(1 - \tau)}{B(\gamma_{\beta\alpha}, \gamma'_{\beta\alpha})} w_{\beta_j \alpha_i} \left(\frac{x}{x'}\right)^{\gamma_{\beta\alpha}} \left(1 - \frac{x}{x'}\right)^{\gamma'_{\beta\alpha} - 1} \frac{1}{x}, \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \omega_{q,q} &= 1 - E, \quad \omega_{[qq]q} = \omega_{(qq)q} = E, \\ \omega_{q[qq]} &= 1 - F_{[qq]}, \quad \omega_{[qq][qq]} = \omega_{(qq)[qq]} = F_{[qq]}, \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \omega_{q(qq)} &= 1 - F_{(qq)}, \quad \omega_{qq} = \omega_{(qq)(qq)} = F_{(qq)}, \\ v_{\beta_j \alpha_i} &= \sum_{Hk} \omega_{Hk \beta_j / \alpha_i}, \quad \sum_j v_{q_j \alpha_i} = \sum_j (v_{[qq] j \alpha_i} + v_{(qq) j \alpha_i}) = 1 \end{aligned} \quad (16)$$

となる。ここで H は M, B, \bar{B} を表わす。カスケード方程式は

$$\varphi_{\beta_j \alpha_i}(x) = f_{\beta_j \alpha_i}(x) + \sum_{\nu} \sum_k \int_x^1 \frac{dx'}{x'} \varphi_{\beta_k \nu k} \left(\frac{x}{x'} \right) f_{\nu k \alpha_i}(x') \quad (17)$$

となり ν の和は、 $\bar{q}, [qq], \{qq\}$ をとる。 $\omega_{Hk \beta_j / \alpha_i}$ は $u - \bar{u}, d - \bar{d}, s - \bar{s}$ の対生成の割合 $\delta, \delta, 1 - 2\delta$, 8次元バリオンの混合角 α , 10次元バリオンと8次元バリオンの生成比 $r_B = P_{10}/P_8$, ベクトルメソンと擬スカラーメソンの生成比 $r_M = P_V/P_{PS}$ から決まり文献2)に示されている。

2-3 カスケードの終了

次々とハドロンを放出したあと最後にのこったクォークは、反クォーク又はダイクォークと結合してハドロンになりカスケードが終了する。回折型カスケードでは前に述べたように

$$q + \bar{q} \rightarrow M, \quad q + [qq] \rightarrow B, \quad q + \{qq\} \rightarrow B, \quad (18)$$

により入射ハドロンと同じハドロンが出来る。それに対し再結成型、交換型の非回折型カスケードでは、次の反応によりカスケードが終了する：

$$\begin{aligned} q + q \rightarrow M, \quad q + [qq] \rightarrow B, \quad q + \{qq\} \rightarrow B, \\ [\bar{q}\bar{q}] + [qq] \rightarrow M + M, \quad [\bar{q}\bar{q}] + \{qq\} \rightarrow M + M, \quad \{\bar{q}\bar{q}\} + \{qq\} \rightarrow M + M. \end{aligned} \quad (19)$$

構成子 α_i と構成子 β_j から(19)式によってハドロン H_k がつくられる確率は、ハドロンの波動関数から r_M, r_B, α を使って表わされる。例えば $[ud]$ と $u, \{ud\}$ と $u, \{uu\}$ と d からプロトンがつくられる確率はそれぞれ $p_{[ud]u} = 1, p_{\{ud\}u} = \sin^2 \alpha / (\sin^2 \alpha + 2r_B), p_{\{uu\}d} = 2 \sin^2 \alpha / (2 \sin^2 \alpha + r_B)$ となり、 d^+ がつくられる確率は $d^+_{[ud]u} = 0, d^+_{\{ud\}u} = 2r_B / (\sin^2 \alpha + 2r_B), d^+_{\{uu\}d} = r_B / (2 \sin^2 \alpha + r_B)$ となる。

3. 実験データとの比較

入射粒子中の構成子の運動量分布は2節で与えたように、レッジ軌跡の切片より

$$\begin{aligned} \beta_u = \beta_d = \beta_{\bar{u}} = \beta_{\bar{d}} = \beta_q = 0.5, \quad \beta_s = \beta_{\bar{s}} = 1, \\ \beta_{[ud]} = \beta_{[qq]} = 1.5, \quad \beta_{\{ud\}} = \beta_{\{uu\}} = \beta_{\{qq\}} = 3 \end{aligned}$$

となる。クォーク反クォーク対生成の割合は $P_{u\bar{u}} : P_{d\bar{d}} : P_{s\bar{s}} = \delta : \delta : 1 - 2\delta$ である。プロトンからの $x \approx 1$ 付近の π^+ と K^+ の生成比は

$$R \left(\frac{p \rightarrow \pi^+}{p \rightarrow K^+} \right)_{x=1} \approx \frac{\delta}{1 - 2\delta}$$

なので実験値 4.5⁹⁾ から $\delta = 0.45$ と決める。ベクトルメソンと擬スカラーメソンの生成比

r_M , 10次元バリオンと8次元バリオンの生成比 r_B はそれぞれ π^+ からの η/ω° 比¹⁰⁾, p からの Σ^+/Σ^{*+} 比¹¹⁻¹³⁾ 比より $r_M=1.5$, $r_B=1.0$ ととる. クォークからダイクォークのカスケードの分岐比は文献2)にそって $E=0.075$ ととる. カスケードの基本過程の運動量分布を決めるパラメータ $\gamma_{\beta\alpha}$, $\gamma'_{\beta\alpha}$ は簡単なクォーク線のカウンティング則に従って

$$\begin{aligned} \gamma_{qq} &= \gamma_{q[qq]} = \gamma_{q[qq]} = r\beta_q, \\ \gamma_{[qq]q} &= \gamma_{[qq][qq]} = \gamma_{[qq][qq]} = r\beta_{[qq]}, \end{aligned} \quad (20)$$

$$\begin{aligned} \gamma_{[qq]q} &= \gamma_{[qq][qq]} = \gamma_{[qq][qq]} = r\beta_{[qq]}, \\ \gamma'_{qq} &= \beta_q + \beta_q = 1, \quad \gamma'_{q[qq]} = \beta_q + \beta_{[qq]} = 2, \quad \gamma'_{q[qq]} = \beta_q + \beta_{[qq]} = 3.5, \\ \gamma'_{[qq]q} &= \beta_{[qq]} + \beta_q = 2, \quad \gamma'_{[qq][qq]} = \beta_q + \beta_q = 1, \quad \gamma'_{[qq][qq]} = \beta_q + \beta_q = 1, \\ \gamma'_{[qq]q} &= \beta_{[qq]} + \beta_q = 3.5, \quad \gamma'_{[qq][qq]} = \beta_q + \beta_q = 1, \quad \gamma'_{[qq][qq]} = \beta_q + \beta_q = 1, \end{aligned} \quad (21)$$

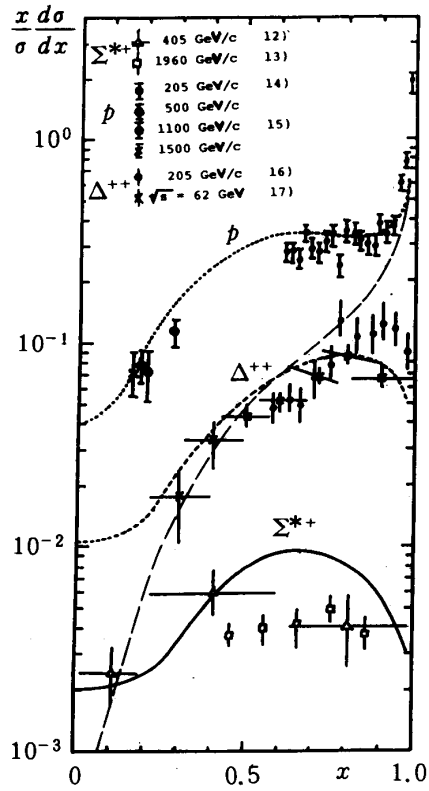
ととる. ここで r は非制動型放出の度合を表わすパラメータであり, 文献2)の $q \rightarrow q + M$ の値に合わせて $r=2$ ととる. 回折型, 再結合型, 交換型カスケードの起る割合は, それぞれ $R_{ec} \cdot P^{diff}$, $R_{ec} \cdot (1 - P^{diff})$, $1 - R_{ec}$ とする. パラメータ $R_{ec} \cdot P^{diff}$, 8次元バリオンの混合角 α_{1N} , α , ダイクォークからダイクォークへのカスケードの分岐比 $F_{[qq]}$, $F_{[qq]}$, カスケードの止まる確率 τ^{diff} , τ は π^+p , pp 衝突の実験に合うように調節し次のようにとった:

$$\begin{aligned} R_{ec} &= 0.3, \quad P^{diff} = 0.8, \quad \cos^2 \alpha_{1N} = 1/3, \quad \cos^2 \alpha = 2/3, \\ F_{[qq]} &= 0.1, \quad F_{[qq]} = 0.8, \quad \tau^{diff} = 0.7, \quad \tau = 0.1. \end{aligned} \quad (22)$$

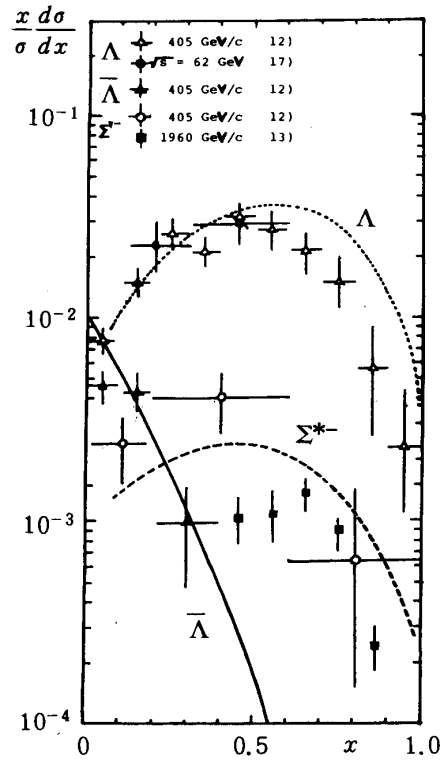
図2に $p \rightarrow pX$, $d^{++}X$, $\Sigma^{*+}X$, ΛX , $\bar{\Lambda}X$, π^+X , ρ^+X の結果が示されている. 上で決めたパラメータを使ってほぼ実験値を再現することが出来る. 図2(a)の破線は $p \rightarrow pX$ の回折型カスケードの寄与で $x \approx 1$ でのスペクトルの上りを説明している. バリオン生成, メソン生成, 反バリオン生成の順に, x の増加によるスペクトルの落ち方が急になっている. これは入射プロトンが衝突するときダイクォークの方がクォークよりも大きい運動量を持つため, 反バリオンは対生成によってできる反ダイクォークと反クォークから造られるためである. 擬スカラーメソンの方がベクトルメソンよりもスペクトルの落ち方がきついのは, 共鳴粒子からの崩壊が x の小さい領域にきいているためである.

図3に $\pi^+ \rightarrow \pi^+X$, K^+X , ρ^+X , ρ^0X , ΛX が画かれている. π^+ の $x=1$ でのスペクトルの上りも回折型カスケードによって説明される. $x=1$ 付近の π^- のデータを見るといくらか再結合による寄与があるように見受けられるが我々の計算では再現できていない. この原因として考えられるもう一つのこと, 回折解離のプロセスとして, ここでは無視した $A_2 \rightarrow 3\pi$ 等の崩壊による寄与がある.

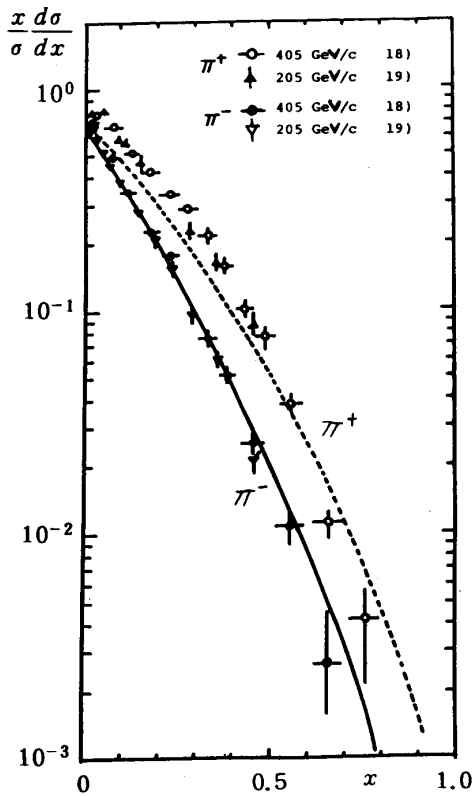
最後に K^+ 線束についての予想値を示す. 上と同じパラメータを用い, K^+ ビーム中の u , \bar{s} クォークの分布を決めるパラメータを $\beta_u=0.5$, $\beta_{\bar{s}}=1.0$ としたときの結果が図4に画かれている. レッジ軌跡の切片から決めた値 $\beta_u=\beta_d=0.5$, $\beta_s=1.0$ はかなり良い値のように思われる. Λ は $P_{u\bar{u}} > P_{s\bar{s}}$ 及び K^+ 中の \bar{s} クォークが大きい運動量を持つ



(a)

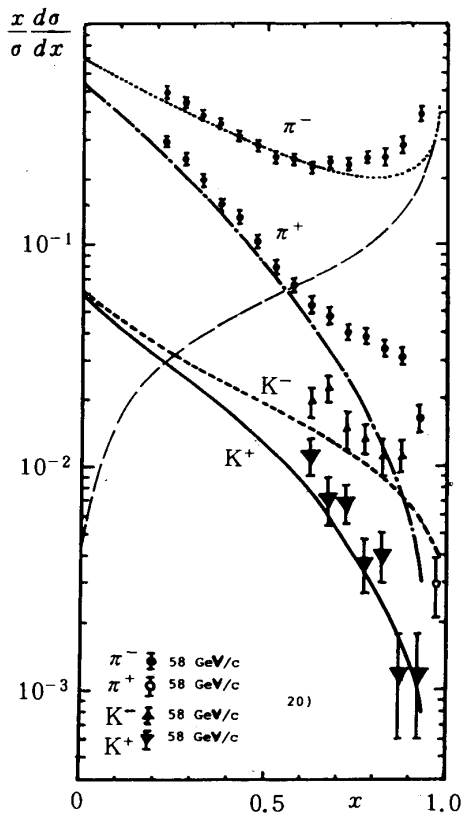


(b)

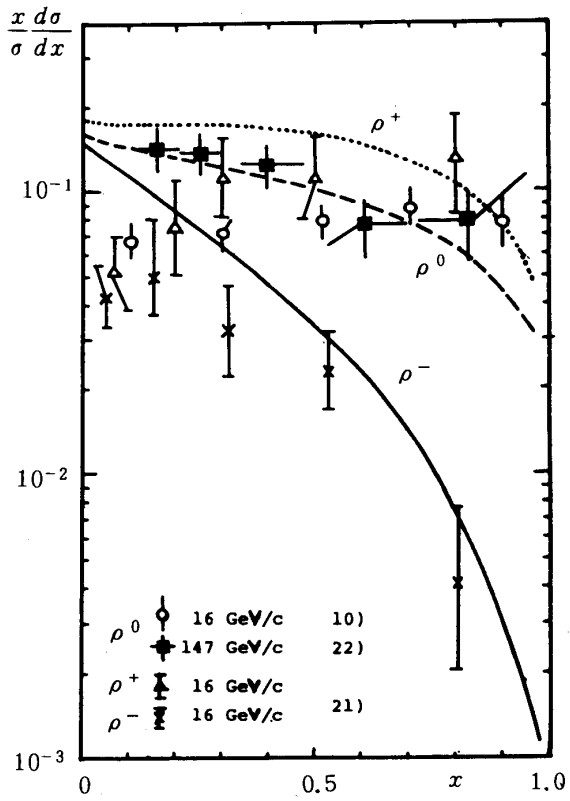


(c)

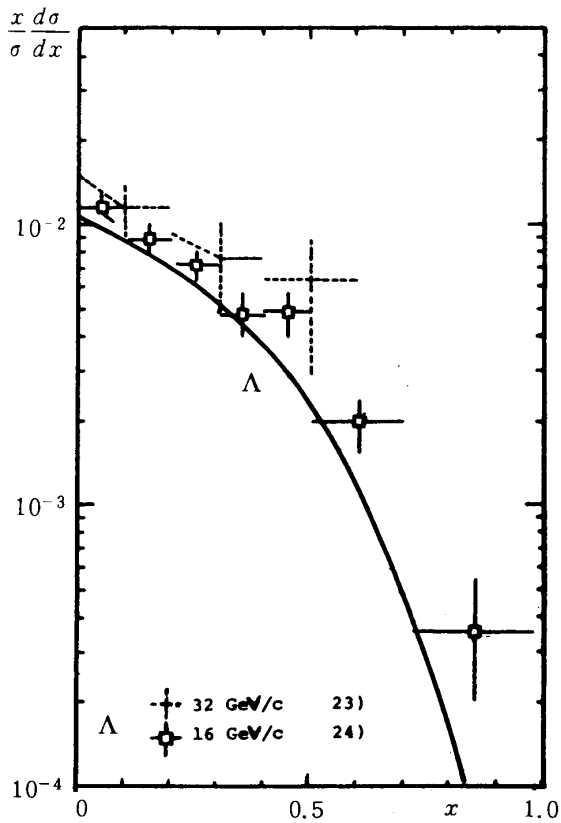
図2. p 破砕における不変断面積。(a) $p \rightarrow pX$, $\Delta^{++}X$, $\Sigma^{*+}X$. 破線は回折型カスケードの寄与を表わす. $p \rightarrow \Delta^{++}X$ のデータは $\frac{1}{\sigma} \cdot \frac{d\sigma}{dx}$ に x をかけたものである. (b) $p \rightarrow \bar{\Lambda}X$, $\Sigma^{*-}X$, ΛX . (c) $p \rightarrow \pi^{\pm}X$. データは文献12-19)からとった.



(a)



(b)



(c)

図3. π^\pm 破碎における不変断面積。(a) $\pi^- \rightarrow \pi^\pm X, K^\pm X$. 破線は回折型カスケードの寄与を表わす。(b) $\pi^+ \rightarrow \rho^\pm X, \rho^0 X$. (c) $\pi^+ \rightarrow \Lambda X$. データは文献10, 20-24)からとった.

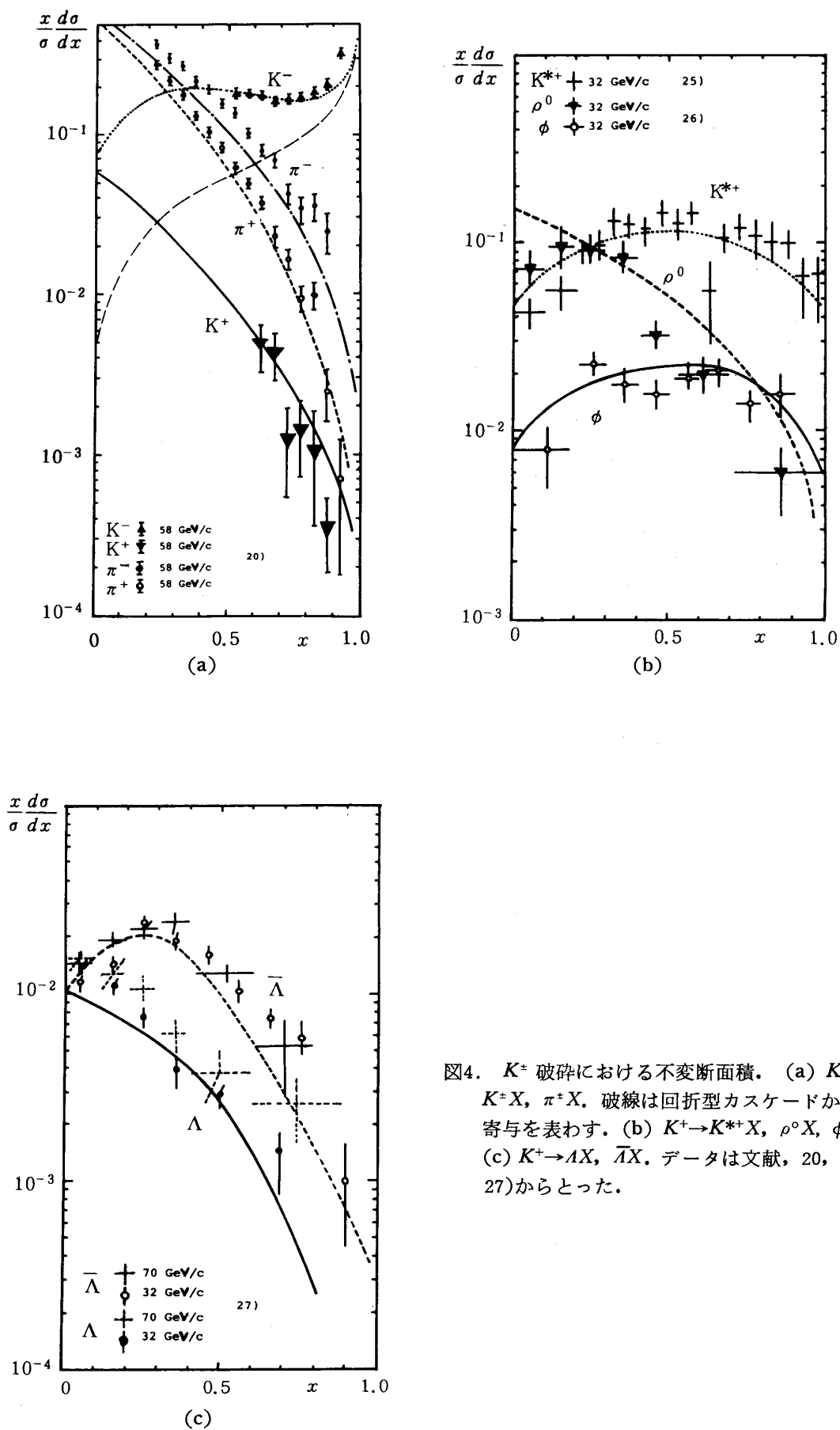


図4. K^\pm 破碎における不変断面積. (a) $K^- \rightarrow K^\pm X, \pi^\pm X$. 破線は回折型カスケードからの寄与を表す. (b) $K^+ \rightarrow K^{*\pm} X, \rho^0 X, \phi X$. (c) $K^+ \rightarrow \Lambda X, \bar{\Lambda} X$. データは文献, 20, 25-27)からとった.

ことを反映して、 A よりも x の大きい方にピークを持っている。

4. 結論と考察

入射ハドロンは構成子がそれぞれ途中でグルーオンのみを放出し最後に再結合して入射ハドロンと同じレッジ軌跡上の粒子をつくる回折型カスケードを導入することにより、ハドロン・ハドロン散乱における小 p_T 粒子生成を統一的にうまく説明することが出来た。上の解析より回折型、再結合理型、交換型カスケードの割合は大むねそれぞれ、0.24, 0.06, 0.7 となった。入射粒子と同じ粒子の最前方の上りは、回折型カスケードにより制動的にグルーオンを放出するか、放出するグルーオンの数が少ないかあるいはその両方のために構成子の失う運動量が少ないことにより説明される。我々のモデルにより πp , pp の弾性断面積の割合を求めると、 τ が小さいことを考慮して、それぞれ

$$RecP_M^{diff} P_B^{diff} (\tau^{diff})^4, Rec(P_B^{diff})^2 (\tau^{diff})^4$$

となる。^{*} 一方実験値は $\sigma_{el}^{\pi p} / \sigma_{tot}^{\pi p} \approx 0.14$, $\sigma_{el}^{pp} / \sigma_{tot}^{pp} \approx 0.17$ なので

$$\tau^{diff} \geq 0.61$$

となり、 τ^{diff} は 1 に近い値をとらなければならない。これは回折解離に関わる粒子数が少ないことに対応している。

我々は、カスケードの基本過程 $\alpha_i \rightarrow \beta_j + M_k$ の運動量分布を H_k にある程度運動量を持たせる非制動輻射型のパラメータ ($r=2$) に取った。何回かのカスケードステップを経たあとの構成子の運動量は制動輻射型カスケードに比べて、かなり小さくなっている。このために制動輻射型カスケードを採用した文献3)で見られたような再結合による $p \rightarrow AX$, $\Delta^* \rightarrow X$, $\pi^+ \rightarrow K^+ X$, $\rho^- X$ の最前方での上がりは無くなった。反対称ダイクォークは対称ダイクォークよりも軽いということが $\beta_{[qq]} < \beta_{qq}$ を通して(20)(21)式に反映している。香による運動量分布のちがいは入れなかったが、単純なクォーク線のカウンティング則(20), (21)式はほぼ良さそうである。我々の立場は、文献1)等と違い、カスケードの運動量分布は e^+e^- 等の硬い反応と小 p_T ハドロン生成の軟かい反応では異なりそれぞれ、制動輻型、非制動輻射型のカスケードであるという立場である。

式(20)の $F_{[qq]}=0.1$ は、 $[qq]$ が2つのクォークがきつく結びついた状態であり8次元バリオンをつくりやすいことを示している。 $F_{qq}=0.8$ は、 $\{qq\} \rightarrow qq + M$ の割合が大きく $\{qq\}$ が2つのバラバラのクォークの集まりに近いことを示している。また8次元バリオンの波動関数は衝突によって壊されるときと、ハドロン化により造られるときで異なり、それぞれ反対称ダイクォークの割合が $\cos^2 \alpha_{IN} = 1/3$, $\cos^2 \alpha = 2/3$ となった。これは文献5, 6)で指摘されたように、衝突により反対称ダイクォークがバラバラの2つのクォークになる可能性があるためかもしれない。プロトン中のダイクォークの状態は、なお興味ある問

^{*} メソン線束とバリオン線束で P^{diff} を変えた時の表式。

題である。

本研究を遂行するにあたり，野田二次男助教授（茨城大理）と木下紀正教授（鹿児島大教育）にはダイクォークカスケードについて，磯親教授（東工大理）にはクォークカスケード再結合について有意義な議論をしていただいた。山村泰道教授，今枝国之助教授と谷川安孝教授には大いなる励ましをいただいた。普喜満生氏にはプログラムの一部を提供していただいた。ここに以上の皆様に感謝いたします。数値計算は本学情報処理センターのFACOM M380 S を使って行いました。プログラム相談にのっていただいた業務課のスタッフと富士通 SE の方々に感謝いたします。

参考文献

- 1) H. Fukuda and C. Iso, *Prog. Theor. Phys.* **57** (1977), 483, 1663.
Y. Ishihara and C. Iso, *Z. Phys.* **C7** (1981), 321.
C. Iso and S. Iwai, *Z. Phys.* **C11** (1981), 103.
- 2) K. Kinoshita, H. Noda, T. Tashiro and M. Mizouchi, *Z. Phys.* **C4** (1980), 103.
K. Kinoshita, H. Noda and T. Tashiro, *Prog. Theor. Phys.* **68** (1982), 1699, 2086.
- 3) C. Iso and T. Tashiro, *Prog. Theor. Phys.* **73** (1985), 717.
- 4) S. Fredriksson, M. Jändel and T. Larsson, *Z. Phys.* **C14** (1982), 35, **C19** (1983), 53.
- 5) S. Fredriksson and T. Larsson, *Phys. Rev.* **D28** (1983), 255.
- 6) H. Noda and T. Tashiro, *Prog. Theor. Phys.* **73** (1985), 158.
- 7) I. Ito, S. Matsui, M. Toyoda and S. Y. Tsai, *Prog. Theor. Phys.* **74** (1985), 327.
- 8) G. Cohen-Tannoudji, A. El Hassouli, J. Kalinowsky and R. Peschanski, *Phys. Rev.* **D21** (1980), 2699.
- 9) J. R. Johnson, et al., *Phys. Rev.* **D17** (1978), 1292.
- 10) J. Bartke, et al., *Nucl. Phys.* **B118** (1977), 360.
- 11) V. Blobel, et al., *Nucl. Phys.* **B69** (1974), 454.
- 12) H. Kichimi, et al., *Phys. Rev.* **D20** (1979), 37.
- 13) S. Erhan, et al., Preprint UCLA-1124 (1979).
- 14) J. Whitmore, et al., *Phys. Rev.* **D11** (1975), 3124.
- 15) G. Ratner, et al., *Phys. Rev. Lett.* **27** (1971), 68.
- 16) S. J. Barish, et al., *Phys. Rev.* **D12** (1975), 1260.
- 17) A. Breakstone, et al., *Z. Phys.* **C21** (1984), 321.
- 18) A. Suzuki, et al., *Phys. Rev.* **D24** (1981), 605.
- 19) T. Kafka, et al., ANL-HEP-PR-76-79.
- 20) F. Pauß, et al., *Z. phys.* **C27** (1985), 211.
- 21) K. Böckmann, et al., European Conf. on Particle Physics, Budapest (1977).
- 22) M. Schouten, et al., *Z. Phys.* **C9** (1981), 93.
- 23) I. V. Ajinenko, et al., *Nucl. Phys.* **B165** (1980), 1.
- 24) E. Baela, et al., *Nucl. Phys.* **B163** (1980), 21.
- 25) I. V. Ajinenko, et al., *Z. Phys.* **C5** (1980), 177.
- 26) P. V. Chliapnikov, et al., *Nucl. Phys.* **B176** (1980), 303.
- 27) M. Barth, et al, CERN/EP 81-51 (1981).

Hadron Fragmentation and Diffractive Cascade

TSUTOMU TASHIRO and TAKESHI MIYACHI

Department of Mechanical Science

Okayama University of Science

Okayama 700, Japan

(Received September 26, 1985)

We extend our quark-diquark cascade model to include a recombination mechanism and discuss a diffractive type cascade and proton structure. The inclusive distributions of vector and pseudoscalar mesons, octet and decuplet baryons and antibaryons in p , π^\pm and K^\pm fragmentations are systematically studied.