АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Том X

(ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК)

1

МОСКВА · 1972

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ
И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ
ФИЗИКА
Том 10, № 1
январь
1972

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ ПРИ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ АДРОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ В ПРИБЛИЖЕНИИ ПРЯМОЛИНЕЙНЫХ ПУТЕЙ

Б. М. Барбашов, С. П. Кулешов, В. А. Матвеев, В. Н. Первушин, А. Н. Сисакян

В рамках стандартных теоретико-полевых моделей рассмотрена проблема множественного рождения «мягких» мезонов при столкновении двух нуклонов высоких энергий. С помощью приближения прямолинейных путей получено пуассоновское распределение числа вторичных частиц, а также исследована зависимость средней множественности от ограничений на импульсы вторичных частиц.

1. В работах [1—5] сформулировано приближение прямолинейных путей, которое было применено к рассмотрению задач высокоэнергетического рассеяния частиц в некоторых моделях квантовой теории поля. Это приближение тесно связано с методами, которые интенсивно разрабатываются [6—9] для так называемого эйконального суммирования диаграмм Фейнмана. Эйкональное приближение, используемое для изучения асимптотического поведения суммы определенного класса диаграмм теории возмущений, основывается на модификации нуклонного пропагатора, согласно которой отбрасываются билинейные члены по мезонным импульсам. Такая модификация была хорошо изучена и доказана в инфракрасной области [10—13], и к настоящему моменту уже имеется ее обоснование для некоторого класса s-канальных диаграмм [14, 15] в асимптотической области больших энергий и фиксированных передач импульса.

При формулировании приближения прямолинейных путей удобно исходить из фейнмановской интерпретации амплитуды рассеяния как суммы по траекториям. При этом можно показать, что используемый в работах [1—5], а также в настоящей работе метод усреднения по функциональной переменной эквивалентен учету путей частиц, наиболее близко приближающихся к классическим траекториям. В случае рассеяния при больших энергиях и фиксированных передачах импульса траектории частиц приближенно представляются отрезками прямых, имеющих направления импульсов частиц до и после рассеяния соответственно. Такая физическая картина позволяет называть используемый метод приближением прямолинейных путей.

Работа посвящена исследованию на основе этого приближения вопроса о характере распределения вторичных мезонов, рождающихся при столкновениях высокоэнергетических нуклонов. Изучение этого вопроса полезно для выяснения механизма взаимодействия адронов в рассматриваемой асимптотической области.

2. Вначале рассмотрим случай потенциального рассеяния, сопровождающегося множественным рождением вторичных частиц. Поле, с которым взаимодействует рассеивающийся нуклон, представим в виде суммы внешнего (классического) V и квантованного φ. Амплитуду рассеяния нуклона во внешнем поле с рождением n мезонов запишем в форме

$$f_n(p,\ q;\ k_1, \ldots, k_n) = \langle 0 | T_\varphi F(p,\ q | g\varphi + V) | k_1, \ldots, k_n \rangle, \tag{2.1}$$

где T_φ — знак T-произведения операторов φ.

Производящий функционал $F(p,\ q | g\varphi + V)$ выражается через фурье-образ нуклонной функции Грина $G(p,\ q | g\varphi + V)$ следующим образом:

$$F(p, q | g\varphi + V) = \lim_{(p^2, q^2) \to m^2} (p^2 - m^2)(q^2 - m^2) G(p, q | g\varphi + V). \tag{2.2}$$

Переход на массовую поверхность легко осуществить, используя методику [2, 16]. Таким образом, после выделения полюсов выражение (2.2) примет вид [1]

$$F(p, q | g\varphi + V) =$$
$$= \int d^4x e^{ix(p-q)} \left\langle \Gamma(x; \nu) \exp\left\{ ig \int d^4y \varphi(y) J(x, y; \nu) \right\} \right\rangle_\nu, \tag{2.3}$$

где

$$J(x, y; \nu) = \int d\xi \delta^4 \left[x + a(\xi) + 2\int_0^\xi \nu(\eta)\, d\eta - y \right];$$

$$a(\xi) = 2p\vartheta(\xi) + 2q\vartheta(-\xi), \tag{2.4}$$

$$\Gamma(x; \nu) = V(x) \int_0^1 d\lambda \exp\left\{ i\lambda \int d^4z V(z) J(x, z; \nu) \right\}, \tag{2.5}$$

а операция усреднения по траекториям $\nu(\xi)$ означает

$$\langle \varphi(\nu) \rangle_\nu = \frac{\int \delta^4\nu \exp\left\{ -i \int \nu^2(\eta)\, d\eta \right\} \varphi(\nu)}{\int \delta^4\nu \exp\left\{ -i \int \nu^2(\eta)\, d\eta \right\}}. \tag{2.6}$$

Сделаем предположение, что все родившиеся частицы (как реальные, так и виртуальные) являются относительно «мягкими» мезонами, а именно, что область изменения их импульсов D ограничена и что они не приводят к сильному изменению передачи импульса. При этом зависимостью от переменной x в выражении (2.4) можно пренебречь (см. [5]). Остановимся на случае полного пренебрежения отклонением нуклона от пути с импульсами p и q. В рамках рассматриваемого метода это означает отбрасывание в (2.4) функциональной переменной ν, описывающей отклонение

---

[1] При переходе на массовую поверхность были устранены члены, соответствующие диаграммам без взаимодействия нуклона с внешним полем.

частиц от прямолинейных путей. При этих предположениях функционал принимает вид

$$F(p, q\,|\,g\varphi+V)=f_{\text{упр}}(p, q)\exp\left\{ig\int\limits_D d^4y\varphi(y)J(y)\right\}, \tag{2.7}$$

где амплитуда упругого рассеяния [17] выражается следующим образом:

$$f_{\text{упр}}(p, q)=\int d^4x e^{ix(p-q)}\langle\Gamma(x;\nu)\rangle_\nu. \tag{2.8}$$

Отсюда следует [18], что сечение рассеяния на потенциале с рождением n «мягких» мезонов имеет вид пуассоновского распределения [2)]

$$d\sigma_n=d\sigma_0\frac{a^n}{n!}e^{-a}, \tag{2.9}$$

где среднее число родившихся частиц определяется формулой

$$a=\frac{g^2}{(2\pi)^3}\int\limits_D\frac{d^3k|J|^2(k)}{2k_0}, \tag{2.10}$$

а ток $J(k)$ имеет вид

$$J(k)=\frac{1}{2pk+i\varepsilon}-\frac{1}{2qk-i\varepsilon}. \tag{2.11}$$

Если передача импульса находится в области $\sqrt{t}=|p-q|\gg m$, $\mu\neq 0$, то

$$a\sim g^2\frac{\ln^2\alpha t}{t}, \tag{2.12}$$

где коэффициент α зависит только от масс.

Отметим, что в случае электродинамики в выражении (2.12) возникает инфракрасная особенность и исчезает фактор $1/t$. При этом асимптотика имеет так называемый дважды логарифмический характер [22].

3. Перейдем теперь к случаю множественного рождения «мягких» частиц в модели $L_{\text{вз}}=g:\psi^2\varphi:$, где для простоты поля ψ и φ считаются скалярными. Модель с векторным обменом была рассмотрена ранее [1]. Здесь мы будем приводить только основные результаты этой модели.

Амплитуду рассеяния двух «нуклонов» (поле ψ) с рождением n «мезонов» (поле φ) будем искать по формуле [17]

$$(2\pi)^4\delta\left(p_1+p_2-q_1-q_2-\sum_{i=1}^{n}k_i\right)f(p_1, p_2; q_1, q_2; k_1, \ldots, k_n)=$$
$$=\langle 0|T_{\varphi_1}T_{\varphi_2}F(p_1, p_2; q_1, q_2; \varphi_1, \varphi_2)\,|n\rangle, \tag{3.1}$$

где функционал F после перехода на массовую поверхность принимает вид [5]

$$F(p_1, p_2; q_1, q_2; \varphi_1, \varphi_2)=\int d^4x_1\,d^4x_2\Big\langle\Big\langle A(x_1, x_2; \nu_1, \nu_2)\times$$
$$\times\exp\left\{ig\int d^4x\sum_{i=1}^{2}\varphi_i(x)J_i(x; x_1, x_2; \nu_1, \nu_2)\right\}\Big\rangle_{\nu_1}\Big\rangle_{\nu_2}. \tag{3.2}$$

[2)] Необходимо отметить, что пуассоновский характер распределения вторичных частиц рассматривался ранее в феноменологических моделях [19] и в электродинамике [20—22].

Введены следующие обозначения:

$$A(x_1, x_2; \nu_1, \nu_2) = \exp\{i(p_1 - q_1)x + i(p_2 - q_2)x_2\} D(x_1 - x_2) \times$$
$$\times \int_0^1 d\lambda \exp\left\{ i\lambda g^2 \int d\xi_1 \, d\xi_2 \, D\left[x_1 - x_2 + a_1(\xi_1) - a_2(\xi_2) + \right.\right.$$
$$\left.\left. + \int_0^{\xi_1} \nu_1(\eta) \, d\eta - \int_0^{\xi_2} \nu_2(\eta) \, d\eta \right]\right\}, \qquad (3.3)$$

$$J_i(x; x_1, x_2; \nu_1, \nu_2) = \int d\xi \, \delta^4 \left[x_i - x + a_i(\xi) + \int_0^{\xi} \nu_i(\eta) \, d\eta \right], \qquad (3.4)$$

а символ $\langle\langle \ldots \rangle_{\nu_1} \rangle_{\nu_2}$ означает усреднение по обеим функциональным переменным ν_1 и ν_2 (см. (2.6)).

Рассмотрим случай, когда импульсы рождающихся мезонов пренебрежимо малы по сравнению с импульсами нуклонов. Это позволяет в выражении (3.4) для квантового тока J_i пренебречь зависимостью от x_1 и x_2. Другими словами, рассматривается рождение так называемых «мягких» мезонов, которые почти не влияют на движение рассеивающихся частиц высоких энергий.

Согласно методике, развитой и использованной в работах [1—5, 10, 12], для оценки функциональных интегралов по ν воспользуемся следующей аппроксимацией:

$$\left\langle\left\langle A(x_1, x_2; \nu_1, \nu_2) \exp\left\{ ig \int d^4x \sum_{i=1}^{2} \varphi_i(x) J_i(x; \nu_1, \nu_2) \right\} \right\rangle_{\nu_1} \right\rangle_{\nu_2} =$$
$$= \langle\langle A(x_1, x_2; \nu_1, \nu_2) \rangle_{\nu_1} \rangle_{\nu_2} \exp\left\{ ig \int d^4x \sum_{i=1}^{2} \varphi_i(x) J_i(x) \right\}, \qquad (3.5)$$

где

$$J(x) = \langle\langle J(x; \nu_1, \nu_2) \rangle_{\nu_1} \rangle_{\nu_2}.$$

В качестве первого простого примера остановимся на случае, когда и реальные, и виртуальные мезоны являются «мягкими». «Мягкость» учтем введением ограничения на область интегрирования по импульсам родившихся мезонов. В этом случае из-за того, что интегралы не будут расходиться на верхнем пределе, оказывается возможным заменить усреднение по ν согласно формуле (3.5) на другое более грубое приближение, когда отбрасывается зависимость от ν в квантовых токах. Как уже отмечалось, в случае потенциального рассеяния это приближение соответствует полному пренебрежению отклонением нуклонов от прямолинейных траекторий и является частным случаем рассматриваемого приближения прямолинейных путей.

В данном приближении функционал F факторизуется и имеет вид

$$F(p_1, p_2; q_1, q_2; \varphi_1, \varphi_2) =$$
$$= f_{\text{упр}}(p_1, p_2; q_1, q_2) \exp\left\{ i \int_D d^4k \sum_{i=1}^{2} \varphi_i(k) J_i(k) \right\}, \qquad (3.6)$$

где

$$J_i(k) = \frac{1}{2p_ik + i\varepsilon} - \frac{1}{2q_ik - i\varepsilon};$$

D — область интегрирования по мезонным импульсам, учитывающая условия «мягкости»; $f_{\text{упр}}$ — амплитуда упругого рассеяния без учета радиационных поправок. Отметим, что, в принципе, для $f_{\text{упр}}$ возможно использовать эйкональное представление, полученное в работах [1—3, 6—9].

Пользуясь (3.6), для сечения неупругого процесса с рождением n «мягких» мезонов нетрудно получить выражение [1]

$$d\sigma_n = d\sigma_0 \frac{a_1^n}{n!} e^{-a_2}, \qquad (3.7)$$

где

$$a_1 = \frac{g^2}{(2\pi)^3} \int_D \frac{d^3k}{2k_0} |J_1 + J_2|^2 \qquad (3.8)$$

отвечает вкладу реальных мезонов,

$$a_2 = \frac{g^2}{(2\pi)^3} \int_D \frac{d^3k}{2k_0} [|J_1|^2 + |J_2|^2] \qquad (3.9)$$

— вкладу виртуальных мезонов,

$$d\sigma_0 = |f_{\text{упр}}|^2 d\Omega.$$

В рассматриваемом случае, поскольку интерференционный член $|J_1J_2|$ в области $t/s \ll 1$ дает меньший вклад, чем квадратичные члены [1], имеем $a_1 = a_2 = a$, и распределение по числу вторичных частиц принимает простой вид пуассоновского распределения

$$d\sigma_n = d\sigma_0 \frac{a^n}{n!} e^{-a}. \qquad (3.10)$$

Выражение (3.7) имеет место в более общем случае. Если мы ограничимся предположением о «мягкости» только реальных мезонов (это условие необходимо для факторизации амплитуды рождения [5]), а усреднение по ν проведем согласно формуле (3.5), то и тогда выражение (3.7) справедливо, но при этом необходимо сделать замены

$$a_1 \to \bar{n}_{m.e.} = \frac{g^2}{(2\pi)^3} \int \frac{d^3k}{2k_0} |\mathcal{J}_1 + \mathcal{J}_2|^2, \qquad (3.11)$$

где

$$\mathcal{J}_i = \frac{1}{\mu^2 + 2kp_i} - \frac{1}{-\mu^2 + 2kq_i}; \qquad (3.12)$$

$$a_2 \to \bar{n}_{r.c.} = 2\,\mathrm{Re}\left\{ \frac{g^2}{(2\pi)^4} \frac{i}{2} \int \frac{d^4k}{k^2 - \mu^2 + i\varepsilon} [|\tilde{\tilde{J}}_1|^2 + |\tilde{\tilde{J}}_2|^2] \right\}, \qquad (3.13)$$

где

$$J_i = \frac{1}{k^2 + 2kp_i + i\varepsilon} - \frac{1}{k^2 + 2kq_i - i\varepsilon}. \qquad (3.14)$$

В том случае, когда мезоны — векторные частицы, величины $\mathcal{J}$ и $\tilde{\mathcal{J}}$ имеют вид

$$\tilde{\tilde{\mathcal{J}}}_{i\mu}^{v} = \frac{k_\mu + 2p_{i\mu}}{2p_ik + k^2 + i\varepsilon} + \frac{k_\mu - 2q_{i\mu}}{2q_ik + k^2 - i\varepsilon}, \tag{3.15}$$

$$\mathcal{J}_{i\mu}^{v} = \frac{k_\mu + 2p_{i\mu}}{2p_ik + \mu^2} - \frac{k_\mu + 2q_{i\mu}}{2q_ik - \mu^2}. \tag{3.16}$$

Таким образом, мы видим, что в моделях квантовой теории поля сечение рождения n «мягких» мезонов имеет характер пуассоновского распределения.

4. Рассмотрим теперь интеграл (3.13) с токами (3.14) и (3.15), который отвечает вкладу радиационных поправок. В рассматриваемых моделях интегрирование по функциональным переменным ν_1 и ν_2 согласно формуле (3.5) ведет к факторизации радиационных поправок в амплитуде рассеяния и в сечении [3]. При этом в нуклонных пропагаторах сохраняется зависимость от k^2 и интегралы сходятся на верхнем пределе. Нетрудно убедиться, что интеграл (3.13) в данном приближении не содержит зависимости от s [4], причем в асимптотической области $|t| \ll m^2$ имеем

$$\bar{n}_{r.c.} = t\frac{g^2}{24(2\pi)^2 m^4}\ln\left(\frac{m^2}{\mu^2}\right) + O\left(\frac{t^2}{m^4}\right), \tag{4.1}$$

если в (3.13) подставить скалярный ток (3.14), и

$$\bar{n}_{r.c.}^{v} = t\frac{2g^2}{3(2\pi)^2 m^2}\left[\ln\left(\frac{m^2}{\mu^2}\right) + \frac{1}{2}\right] + O\left(\frac{t^2}{m^4}\right), \tag{4.2}$$

если использовать векторный ток (3.15). Как уже было отмечено в работе [1], величина $\bar{n}_{rs}^{v}/t$ дает ширину дифракционного пика упругого рассеяния.

Для исследования вкладов испущенных мезонов необходимо конкретизировать, что означает «мягкость» импульсов испущенных мезонов. Условия, которыми мы уже фактически воспользовались для факторизации этих вкладов в амплитуде рождения и в сечении, могут быть записаны в следующем виде [1, 5]:

$$\frac{1}{\sqrt{s}}\sum_{i=1}^{n} k_{0i} \ll 1, \qquad \left|\sum_{i=1}^{n} \mathbf{k}_{i\perp}\right| \ll |\mathbf{p}_{1\perp} - \mathbf{q}_{1\perp}| = |\mathbf{p}_{2\perp} - \mathbf{q}_{2\perp}| = \Delta_\perp, \tag{4.3}$$

где компоненты импульсов частиц заданы в системе центра масс, причем импульсы начальных импульсов выбраны вдоль оси z.

Обрезание на верхнем пределе интеграла (3.11) с токами (3.12) и (3.16) зададим условиями «мягкости» для продольной и поперечной составляющих импульсов родившихся частиц

$$|k_z| \leqslant \alpha p_0 = \varepsilon_z, \tag{4.4}$$

$$|\mathbf{k}_\perp| \leqslant \varepsilon_\perp. \tag{4.5}$$

---

[3] Отметим, что такое приближение соответствует, по-видимому, корректному учету «мягких» мезонов; хотя в данном случае не накладываются условия, ограничивающие область интегрирования по импульсам виртуальных мезонов.

Выделение в пространстве мезонных импульсов цилиндрической области, ориентированной вдоль оси z, представляется естественным, так как наблюдаемые на эксперименте вторичные мезоны в большинстве случаев рождаются вперед.

В работе [1] показано, что в инфракрасном асимптотическом пределе $\mu \to 0$, а также в более широкой области, определенной условиями

$$\varepsilon_\perp \sim m^2, \quad 1 \gg \alpha^2 \gg \mu^2/m^2, \quad \text{где} \quad \alpha \equiv \varepsilon_z/p_0,$$
$$\ln(\mu^2/m^2) \gg \ln(1/\alpha^2), \tag{4.6}$$

абсолютные значения вкладов от радиационных поправок и вкладов от испущенных мезонов совпадают[4]. В этом случае при суммировании в выражении для $d\sigma_n$ по числу всех испущенных мезонов зависимость от переменной t сокращается, что приводит к исчезновению дифракционного пика в дифференциальном сечении. Подобная закономерность была отмечена в работе [23] и имеет аналогию с автомодельным поведением глубоко неупругих процессов взаимодействия адронов с лептонами при высоких энергиях [24, 25].

Отметим еще, что величина $\bar{n}_{m.e.}$ в пуассоновском распределении имеет простой смысл среднего числа испущенных частиц или множественности. Таким образом, в указанной области (4.6) множественность «мягких» частиц оказывается не зависящей от энергии налетающих нуклонов. Как следствие этого факта сечение рождения n «мягких» частиц в данном рассмотрении при высоких энергиях также не зависит от s.

В рамкам рассматриваемого метода имеется некоторый произвол при выборе параметров, ограничивающих импульсы вторичных мезонов, и результат оказывается чувствительным к такому выбору. Например, если параметр обрезания $\varepsilon_\perp$ выбрать растущим с энергией, $\varepsilon_\perp = \beta s$ ($\beta \ll 1$, но фиксировано), то множественность имеет логарифмический рост с энергией.

Остановимся на случае, когда масса скалярного мезона μ фиксирована и не мала по сравнению с нуклонной массой m, а $s \to \infty$. Выражение для среднего числа испущенных частиц в этой области имеет вид

$$\bar{n}_{m.e.} \sim \alpha^4 \int d^2\mathbf{k}_\perp \frac{(\mathbf{k}_\perp \boldsymbol{\Delta}_\perp)^2}{(\mu^2 + \mathbf{k}_\perp^2)^4}. \tag{4.7}$$

Отсюда видно, что при фиксированном параметре обрезания ε_z множественность падает степенным образом с ростом энергии $s \to \infty$. Это означает, что с ростом энергии падает число «мягких» мезонов, импульсы которых лежат в заданном интервале, определенном фиксированным параметром ε_z.

Наряду с этим можно наложить такие условия, что граница обрезания по продольной компоненте мезонного импульса растет линейно с энергией. В этом случае средняя множественность частиц стремится к конечному пределу с ростом энергии. Аналогичный результат получается в случае векторных мезонов.

В заключение выражаем глубокую благодарность Н. Н. Боголюбову, Д. И. Блохинцеву, А. А. Логунову, А. Н. Тавхелидзе за стимулирующие

[4] Результаты оценки интегралов для различных областей см. в работе [26].

обсуждения и ценные замечания, а также Р. М. Мурадяну, В. И. Саврину, М. А. Смондыреву, Н. Е. Тюрину, О. А. Хрусталеву за интересные дискуссии.

Объединенный институт ядерных исследований

Поступила в редакцию 21 сентября 1970 г.

Литература

[1] Б. М. Барбашов, С. П. Кулешов, В. А. Матвеев, В. Н. Первушин, А. Н. Сисакян, А. Н. Тавхелидзе. ТМФ, 5, 339, 1970; B. M. Barbashov, S. P. Kuleshov, V. A. Matveev, V. N. Pervushin, A. N. Sissakian, A. N. Tavkhelidze. Phys. Lett., 33B, 484, 1970.

[2] B. M. Barbashov, S. P. Kuleshov, V. A. Matveev, A. N.. Sissakian. JINR Preprint E2-4692, Dubna, 1969.

[3] Б. М. Барбашов, С. П. Кулешов, В. А. Матвеев, А. Н. Сисакян. ТМФ, 3, 342, 1970.

[4] B. M. Barbashov, S. P. Kuleshov, V. A. Matveev, A. N. Sissakian. JINR Preprint E2-4983, Dubna, 1970.

[5] B. M. Barbashov, S. P. Kuleshov, V. N. Pervushin, A. N. Sissakian. JINR Preprint E2-4955, Dubna, 1970.

[6] H. D. I. Abarbanel, C. Itzykson. Phys. Rev. Lett., 23, 53, 1969.

[7] И. В. Андреев. ЖЭТФ, 58, 257, 1970.

[8] M. Lévy, J. Sucher. Phys. Rev., 186, 1656, 1969.

[9] H. Cheng, T. T. Wu. Talk given at the XV-the International Conference on High-Energy Physics, Kiev, 1970.

[10] Б. М. Барбашов. ЖЭТФ, 48, 607, 1965.

[11] Г. А. Милёхин, Е. С. Фрадкин. ЖЭТФ, 45, 1926, 1963.

[12] Б. М. Барбашов, М. К. Волков. ЖЭТФ, 50, 660, 1966.

[13] E. S. Fradkin. Nucl. Phys., 76, 588, 1966.

[14] Б. М. Барбашов, В. В. Нестеренко. ТМФ, 4, 293, 1970.

[15] G. Tiktopoulos, S. B. Treiman. Preprint Princeton University, 1970.

[16] В. Н. Первушин. ТМФ, 4, 22, 1970.

[17] Н. Н. Боголюбов, Д. В. Ширков. Введение в теорию квантованных полей, Гостехиздат, 1957.

[18] R. J. Glauber. Phys. Rev., 84, 395, 1951.

[19] В. И. Саврин, Н. Е. Тюрин, О. А. Хрусталев. Препринт ИФВЭ, СТФ 70—62, Серпухов, 1970.

[20] G. Mack. Phys. Rev., 154, 1617, 1967.

[21] H. A. Kastrup. Phys. Rev., 147, 1130, 1966.

[22] В. Г. Горшков. ЖЭТФ, 56, 597, 1969.

[23] V. A. Matveev, A. N. Tavkhelidze. JINR Report E2-5141. Dubna, 1970.

[24] В. А. Матвеев, Р. М. Мурадян, А. Н. Тавхелидзе. Препринт ОИЯИ P2-4578, Дубна, 1969.

[25] A. N. Tavkhelidze. Talk given at the Coral Gables Conference, Miami, 1970.

[26] B. M. Barbashov, S. P. Kuleshov, V. A. Matveev, V. N. Pervushin, A. N. Sassakian. JINR Preprint E2-5329, Dubna, 1970.

INVESTIGATION OF THE SECONDARY PARTICLES DISTRIBUTION IN THE HIGH ENERGY HADRON COLLISIONS IN THE STRAIGHT-LINE PATH APPROXIMATION

B. M. Barbashov, S. P. Kuleshov, V. A. Matveev, V. N. Pervushin, A. N. Sissakyan

The problem of multiple production of «soft» mesons in high energy two-nucleon collision is considered in the framework of standard quantum field theory models. The straight-line path approximation is used to obtain the Poisson distribution for the number of secondary particles and to investigate the dependence of the average multiplicity on the restrictions on momenta of secondary particles.
