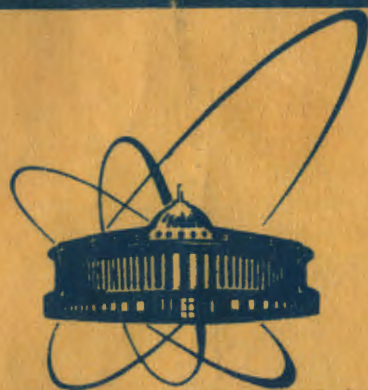


82-827



СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

1025/83

28/2-83

P2-82-827

С.В.Голоскоков, О.В.Седюгин, В.Г.Тепляков

РАССЕЯНИЕ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ  
НА МАЛЫЕ УГЛЫ В ДИНАМИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ  
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АДРОНОВ

1982

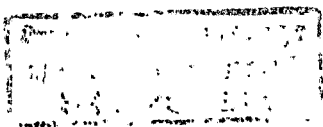
Характерные особенности упругого высокоэнергетического рассеяния на малые углы определяются в основном взаимодействием на больших прицельных расстояниях. В этой области хорошо развитые методы квантовой хромодинамики не могут быть применены. Поэтому большое развитие получили различные динамические модели взаимодействия элементарных частиц <sup>/1/</sup>, где, как правило, определяется борновский член амплитуды рассеяния. Наиболее последовательно восстановление полной амплитуды рассеяния может быть произведено в рамках квазипотенциального подхода Логунова-Тавхелидзе <sup>/2/</sup>.

Отметим, что большинство моделей встречается со значительными трудностями при рассмотрении высокоэнергетического рассеяния одновременно в области малых и больших передач импульса. Существенный прогресс здесь был достигнут в модели, учитывающей эффекты мезонной "шубы" адрона <sup>/3/</sup>. В рамках модели, без учета спина взаимодействующих частиц, был вычислен вклад области больших расстояний в амплитуду рассеяния. Квазипотенциал, построенный с учетом этого вклада, количественно передает все особенности поведения дифференциальных сечений в широкой области переданного импульса. Дальнейшее развитие модели на случай взаимодействия частиц со спином было сделано в <sup>/4/</sup>. В настоящей работе показано, что вычисленная в модели эйкональная фаза при больших прицельных расстояниях позволяет правильно передать свойства мезон-нуклонного и нуклон-нуклонного рассеяния на малые углы при высоких энергиях.

Коротко остановимся на результатах, получаемых в модели для случая нуклон-нуклонного рассеяния. Считаем, что нуклон состоит из центральной части, где сосредоточены валентные кварки, и окружающей ее мезонной "шубы", в которой будем рассматривать только  $\pi$ -мезонную составляющую. Учитывая простейшие диаграммы <sup>/3/</sup>, получим, что вклад взаимодействия центральной части одного адрона с мезоном "шубы" другого в амплитуду рассеяния может быть записан в виде:

$$T_{\Pi}(s, t) = \frac{g^2}{(2\pi)^4} \int d^4 q M_{\pi N}(s', t) \phi[(k-q)^2, q^2] \phi[(p-q)^2, q^2] \times \quad /1/$$

$$\times \frac{\bar{U}(p) \gamma_5 (q+m) \gamma_5 U(k)}{(q^2 - m^2 + i\epsilon) [(k-q)^2 - \mu^2 + i\epsilon] [(p-q)^2 - \mu^2 + i\epsilon]}$$



где  $\mu$  и  $m$  - массы пиона и нуклона соответственно,

$$s' = (k + k' - q)^2,$$

$\phi$  - вершинная функция мезон-нуклонного рассеяния, которая, как предполагается, пропорциональна электрическому формфактору протона, выбираемому в стандартной дипольной форме,  $M_{\pi N}(s', t)$  - релятивистски инвариантная амплитуда мезон-нуклонного рассеяния, имеющая вид:

$$M_{\pi N}(s', t) = \bar{U}(-\vec{p}) \left\{ \frac{1}{2} \sqrt{s'} A(s', t) + \left( \frac{\vec{p} + \vec{k}}{2} - \hat{q} \right) B(s', t) \right\} U(\vec{k}),$$

здесь  $A$  и  $B$  - скалярные функции, слабо зависящие от  $s'$ .

Интегралы /1/ могут быть вычислены. При этом амплитуда, содержащая вклад области больших расстояний, обусловленный мезонным облаком, представима в следующем виде:

$$\begin{aligned} T_{\Pi}(s, t) &= \bar{U}(-\vec{p}) \bar{U}(\vec{p}) \left\{ a_{\Pi}(s, t) + b_{\Pi}(s, t) \cdot [n(-\hat{\ell}) \otimes \hat{I} + \hat{I} \otimes n(\hat{\ell})] + \right. \\ &+ d_{\Pi}(s, t) \cdot \hat{n}(-\hat{\ell}) \otimes \hat{n}(\hat{\ell}) \left. \right\} U(\vec{k}) U(-\vec{k}), \quad /2/ \\ \hat{n}(\hat{\ell}) &= \vec{\gamma}_0 - \vec{\gamma} \frac{\hat{\ell}}{|\hat{\ell}|}; \quad \hat{\ell} = \frac{\vec{p} + \vec{k}}{2} \end{aligned}$$

и содержит аномальные члены, которые приводят к спиновым эффектам, слабо изменяющимся с ростом энергии<sup>/4/</sup>. Однако оценка вклада этих членов в дифференциальные сечения в областях дифракционного минимума и второго максимума показывает, что при энергиях порядка нескольких тысяч ГэВ их вкладом, по всей видимости, можно пренебречь.

В этом случае спиновые эффекты оказываются степенным образом подавлены, и для амплитуды рассеяния без переворота спина, дающей основной вклад в дифференциальные сечения, справедливо стандартное эйкональное представление:

$$T(s, t) = i \int \rho d\rho J_0(\rho \Delta) (1 - e^{-\chi(\rho, s)}), \quad /3/$$

где эйкональная фаза  $\chi(\rho, s)$  содержит как вклад взаимодействия центральных областей, так и вклад эффектов мезонной "шубы"

$$\chi(s, \rho) = h_1 \chi_{\Pi}(s, \rho) + h_2 \chi_{\Pi}(s, \rho) = h_1 \cdot \chi_0(s, \rho). \quad /4/$$

$\chi_{\Pi}(s, \rho)$  может быть непосредственно получена с помощью преобразования Фурье-Бесселя вычисляемой в модели амплитуды /1/.

Так как при анализе экспериментальных данных пользоваться получаемой громоздкой формулой нецелесообразно, аппроксимируем вычисленную в модели  $\chi_{\Pi}(s, \rho)$  более простым выражением. В<sup>/3/</sup> было показано, что при больших прицельных параметрах  $\chi_{\Pi}(s, \rho)$  имеет экспоненциальную форму с некоторой эффективной массой, равной

на расстояниях порядка размера адрона  $\sim 0,6$  ГэВ и стремящейся при увеличении прицельного параметра к  $2\mu_{\pi}$ .

В результате наиболее удовлетворительной оказалась параметризация:

$$\chi_{\Pi}(s, \rho) = f_1 \sqrt[4]{a^2(s) + \rho^2} \cdot e^{-m(s) \sqrt{a^2(s) + \rho^2} - a(s)} + f_2 \cdot e^{-2\mu_{\pi} \rho / 5}$$

Часть эйкональной фазы, соответствующей взаимодействию центральных частей адронов, определим в виде:

$$\chi_{\Pi}(s, \rho) = e^{-\mu(s) \cdot \sqrt{b^2(s) + \rho^2}} \quad /6/$$

Как было показано в работах<sup>/5,6/</sup>, в области энергий ISR энергетическая зависимость дифференциальных сечений соответствует гипотезе геометрического скейлинга<sup>/7/</sup>, что отражается в следующей зависимости от энергии параметров эйкональной фазы:

$$\begin{aligned} \mu(s) &= \mu_0 / \kappa(s); \quad m(s) = m_0 / \kappa(s); \\ b(s) &= b_0 \cdot \kappa(s); \quad a(s) = a_0 \cdot \kappa(s); \quad /7/ \end{aligned}$$

$$\kappa(s) = (1 + a (\ln s - i \frac{\pi}{2}))^{1/2}$$

с константой  $a = 0,075$ <sup>/5/</sup>.

Здесь для определения вещественной части амплитуды рассеяния использованы локальные дисперсионные соотношения<sup>/8/</sup>.

Получаемая энергетическая зависимость эйкональной фазы /5/ достаточно точно воспроизводит зависимость от энергии  $\chi_{\Pi}(s, \rho)$ , вычисляемую из /1/ в области энергий ISR. Параметры  $\chi_{\Pi}(s, \rho)$  определяются из сравнения выражения /5/ с рассчитанной в модели эйкональной фазой в области значений прицельного параметра от 0 до 16 ГэВ<sup>-1</sup>. При следующих значениях параметров отклонения не превышают нескольких процентов при всех значениях  $\rho$  /рис.1/:

$$f_1 = 0,172 \pm 0,005 / \text{ГэВ}^{1/2}; \quad f_2 = 0,011 \pm 0,001,$$

$$m_0 = 1,23 \pm 0,025 / \text{ГэВ}; \quad a_0 = 8,95 \pm 0,19 / \text{ГэВ}^{-1}.$$

Исходя из справедливости гипотезы геометрического скейлинга, эйкональную фазу в  $1/\sqrt{s}$  члене амплитуды рассеяния определим в виде

$$\chi_{1/\sqrt{s}}(s, \rho) = \frac{(A - B)}{\sqrt{s}} \chi_0, \quad /8/$$

а константу  $h_1$  в /4/ выберем в форме

$$h_1 = h_1^0 \cdot (1 + \beta (\ln s - i \frac{\pi}{2})).$$

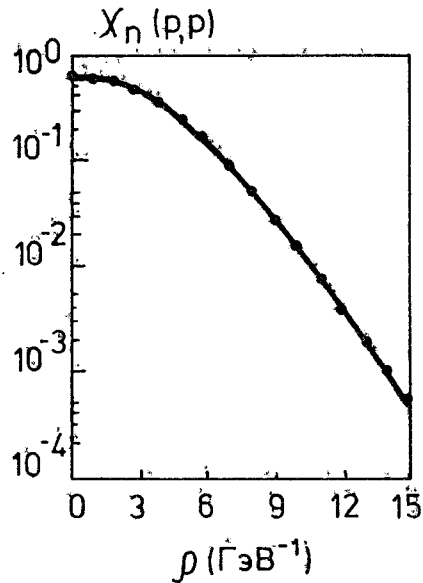


Рис.1. Периферическая часть эйкональной фазы протон-протонного рассеяния  $\chi_{\Pi}^{pp}(s, \rho)$  /... /, вычисленная в модели при  $\sqrt{s} = 52,8$  ГэВ, — аппроксимация по формуле /5/.

Константа  $\beta$  определяется таким образом, чтобы полная эйкональная фаза при нулевом прицельном параметре была приблизительно постоянна в области энергий /8/. Коэффициенты  $A$  и  $B$  определены в /9/ при анализе экспериментальных данных по полным сечениям протон-протонного и протон-антипротонного рассеяния:

$$A = 11,7; B = 22,5.$$

В этом случае  $\beta$  оказывается равной 0,033.

На основе выражения /4/ для эйкональной фазы проведем анализ

полного набора экспериментальных данных по дифференциальным сечениям  $pp$ -рассеяния при  $\sqrt{s} > 19$  ГэВ, ранее использованного нами в /10/. При этом мы учитываем вклад неупругих эффектов с пучками частиц в промежуточных состояниях, определяемый свободным параметром  $\gamma$  /6/. В результате получаем при фиксированной форме  $\chi_{\Pi}(\rho, s)$  и пяти свободных параметрах

$$\begin{aligned} h_1^0 &= 4,75 \pm 0,03, & h_2 &= 0,55 \pm 0,02; \\ \mu_0 &= 1,79 \pm 0,04 / \text{ГэВ}; & b_0 &= 0,83 \pm 0,01 / \text{ГэВ}^{-1} \\ \gamma &= 0,194 \pm 0,008, \end{aligned}$$

количественное описание данных  $pp$ -рассеяния /  $\chi^2/\bar{\chi}^2 = 1,15$  / см. рис.2/. Отметим, что примерно такое же количественное описание данных /  $\chi^2/\bar{\chi}^2 = 1,23$  / было достигнуто в /10/ при семи свободных параметрах.

Без изменения параметров, с помощью  $S \rightarrow U$  кроссинга может быть получена амплитуда  $p\bar{p}$ -рассеяния, которая так же, как и в /10/, хорошо описывает данные по протон-антипротонному рассеянию при  $p_L \geq 50$  ГэВ.

В случае пион-нуклонного рассеяния часть эйкональной фазы, обусловленная мезонной "шубой" нуклона, с учетом формфактора протона, была вычислена в /4/. Повторяя те же рассуждения, что и для нуклон-нуклонного рассеяния, легко показать, что вычисленная в динамической модели фаза может быть с точностью до нескольких процентов /рис.3/ представлена в достаточно простом виде:

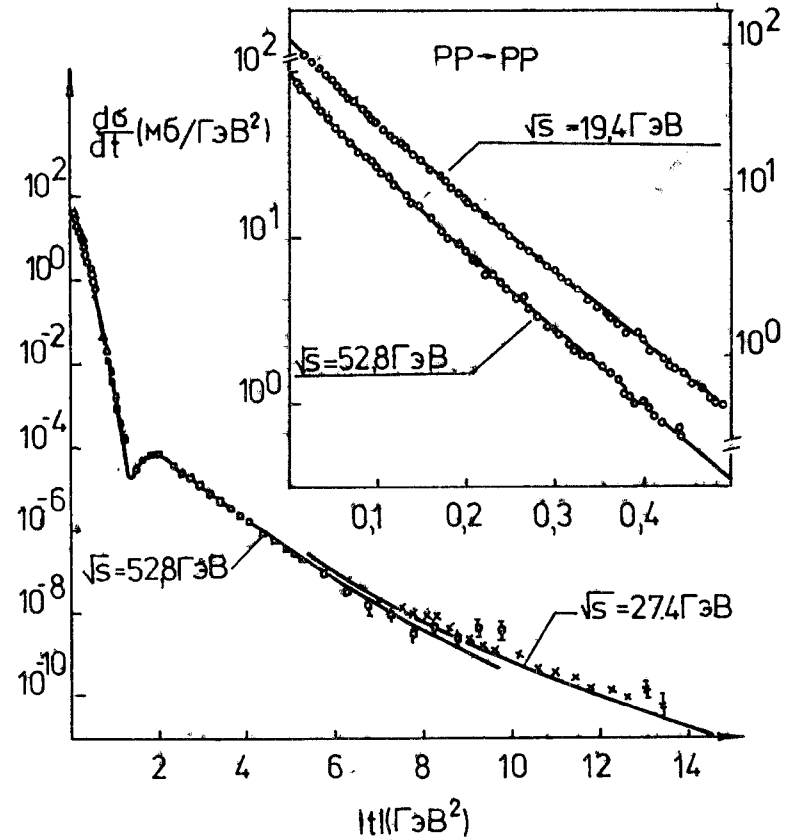


Рис.2. Дифференциальные сечения протон-протонного упругого рассеяния при  $p_L \geq 200$  ГэВ при малых и больших передачах импульса.

$$\chi_{\Pi}^{pp}(\rho) = f_1' (1 + \rho^2/a^2) e^{-\mu\sqrt{a^2 + \rho^2}} + f_2' e^{-2\mu\pi\rho}. \quad /9/$$

Соответственно для полной эйкональной фазы будем иметь следующее выражение:

$$\chi^{pp}(\rho) = h_1 e^{-\mu\sqrt{b^2 + \rho^2}} + h_2 \chi_{\Pi}^{pp}. \quad /10/$$

Из анализа экспериментальных данных по пион-протонному рассеянию при энергиях  $p_L = 200$  ГэВ и в переданном импульсе

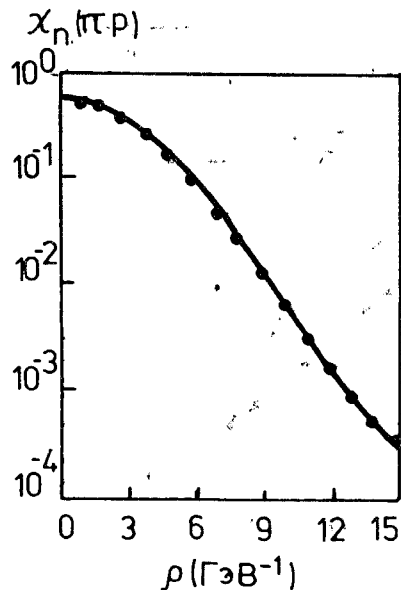


Рис.3. Периферическая часть эйкональной фазы пион-протонного рассеяния  $\chi_p^{\pi p}(\rho)$  /.../ - вычисленная в модели, — — — — — аппроксимация по формуле /9/.

$0,02 \leq |t| \leq 1,75$  определяется 4 свободными параметрами. Наилучшее описание 195 экспериментальных точек ( $\chi^2/\bar{\chi}^2 = 1,08$ ) получено при

$$h_1 = 17,06 \pm 2,04;$$

$$h_2 = 1,51 \pm 0,05;$$

$$m = 1,154 \pm 0,028 \text{ /ГэВ/};$$

$$b = 3,11 \pm 0,11 \text{ /ГэВ}^{-1} \text{ /}.$$

Модель приводит к наличию дифракционного минимума в мезон-нуклонном рассеянии в области  $|t| \sim 3,5 - 4,2 \text{ ГэВ}^2/\text{см. рис.4/}$ .

Таким образом, полученная в модели эйкональная фаза; форма которой при больших значениях

прицельного параметра полностью определяется эффектами мезонной "шубы" адрона, количественно воспроизводит все особенности упругого рассеяния различных адронных реакций в области малых углов рассеяния.

Отметим, что радиус центральной части, где сосредоточены валентные кварки, оказывается для протон-протонного рассеяния равным 0,48 Фм, а для пион-нуклонного рассеяния - 0,6 Фм.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность С.П.Кулешову, В.А.Матвееву, В.А.Мещерякову, А.Н.Тавхелидзе за внимание к работе и ценные замечания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Barger V. Rapp. talk at the XVII Int. conf. on High Energy physics, London, 1974; Kaidalov A.B., Matveev V.A. Rapp. talks at the XVIII Int. conf. on High Energy Physics, Tbilisi, 1976; Tsarev V.S. Rapp. talk at the XIX int. conf. on High Energy Physics, Tokyo, 1978.
2. Logunov A.A., Tavkhelidze A.N. Nuovo Cimento, 1963, 29, p. 380.
3. Голоскоков С.В., Кулешов С.П., Селюгин О.В., ЯФ, 1982, 35, с. 1430.
4. Голоскоков С.И., Кулешов С.П., Тепляков В.Г. ОИЯИ, P2-82-632, Дубна, 1982.
5. Голоскоков С.В., Кулешов С.П., Селюгин О.В. ЯФ, 1980, 31, с. 741.
6. Голоскоков С.В., Кулешов С.П., Селюгин О.В. ЯФ, 1980, 32, с. 492; ЯФ, 1981, 34, с. 235.
7. Dias de Deus J. Nucl. Phys., 1973, B59, p. 231. Buras A.J., Dias de Deus J. Nucl. Phys., 1974, B71, p. 482.
8. Bronzan J.B., Kane G.G., Sukhatme U.P. Phys. Lett., 1974, 49B, p. 272. Гердт В.П., Иноземцев В.И., Мещеряков В.А. ЯФ, 1976, 24, с. 176.
9. Goloskokov S.V., Kuleshov S.P., Seljugin O.V. JINR, E2-82-109, Dubna, 1982.
10. Голоскоков С.В., Кулешов С.П., Сулюгин О.В. ОИЯИ, P2-82-356, Дубна, 1982.

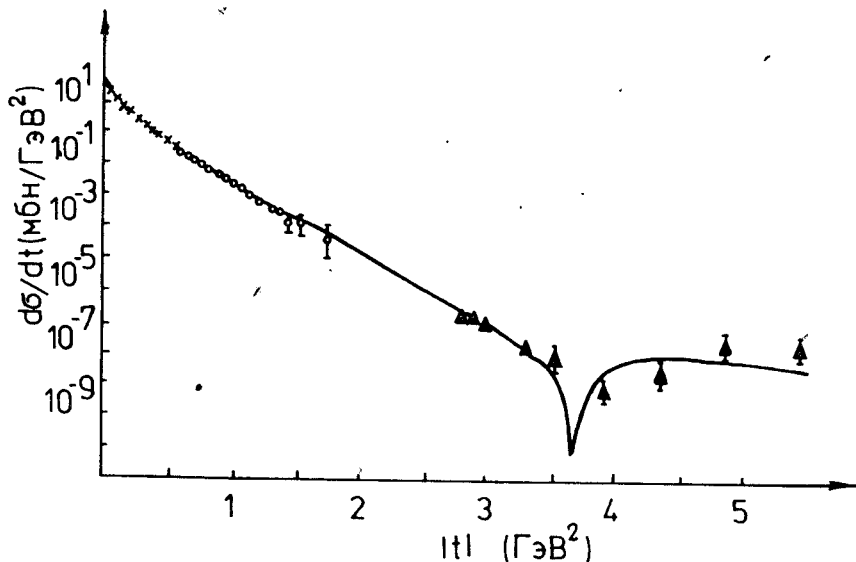


Рис.4. Дифференциальное сечение упругого пион-протонного рассеяния при  $p_L = 200 \text{ ГэВ}$  в широкой области передачи импульса.

Рукопись поступила в издательский отдел  
7 декабря 1982 года.

## НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D13-11182	Труды IX Международного симпозиума по ядерной электронике. Варна, 1977.	5 р. 00 к.
D17-11490	Труды Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1977.	6 р. 00 к.
D6-11574	Сборник аннотаций XV совещания по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 1978.	2 р. 50 к.
D3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
D13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
D1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
D1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
D4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
D1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:  
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79  
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Голоскоков С.В., Селюгин О.В., Тепляков В.Г. P2-82-827  
Рассеяние частиц высоких энергий на малые углы в динамической модели взаимодействия ядернов

Показано, что учет вычисленной в динамической модели эйкональной фазы, определяемой эффектами мезонной "шубы" адрона, позволяет количественно воспроизвести все основные свойства высокоэнергетического мезон-нуклонного и нуклон-нуклонного рассеяния на малые углы.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Goloskokov S.V., Seljugin O.V., Tepliakov V.G. P2-82-827  
High Energy Scattering at Small Angles in Dynamical Model of Hadron Interactions

It is shown that the eikonal phase calculated in the dynamical meson "cloud" model permits us to reproduce quantitatively all properties of meson-nucleon and nucleon-nucleon elastic scattering at small angles.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.