

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



С323.58
Г-616

12/1-77

P2 - 10142

С.В.Голоскоков, С.П.Кулешов, В.А.Матвеев,
М.А.Смондырев, В.Г.Тепляков

124/2-77

СТЕПЕННЫЕ АВТОМОДЕЛЬНЫЕ АСИМПТОТИКИ
И АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

1976

Голоскоков С.В., Кулешов С.П., Матвеев В.А.,
Смондырев М.А., Тепляков В.Г.

P2 - 10142

Степенные автомодельные асимптотики и анализ
экспериментальных данных

Проведено сравнение степенных автомодельных асимптотик для
сечений высокоэнергетического адрон-адронного рассеяния на большие
углы и формфактора дейтона с экспериментальными данными.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований
Дубна 1976

Goloskokov S.V., Kuleshov S.P., Matveev V.A.,
Smondyrev M.A., Teplyakov V.G.

P2 - 10142

Power Automodel Asymptotics and Analysis of
Experimental Data

Power automodel asymptotics are compared with expe-
rimental data for the cross section of high-energy
large-angle hadron scattering and for the deuteron
form factor.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research
Dubna 1976

P2 - 10142

С.В.Голоскоков, С.П.Кулешов, В.А.Матвеев,
М.А.Смондырев, В.Г.Тепляков

СТЕПЕННЫЕ АВТОМОДЕЛЬНЫЕ АСИМПТОТИКИ
И АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Явление степенного убывания дифференциальных сечений рассеяния в области больших углов^{/1/} было рассмотрено на основе принципа автомодельности, т.е. предположения об отсутствии существенных размерных параметров, определяющих динамику взаимодействия на малых расстояниях. Для случая бинарной реакции $a+b \rightarrow a+b$ имеет место следующее соотношение^{/2/}:

$$\frac{d\sigma}{dt}(ab \rightarrow ab) \approx \frac{1}{s^{2(n_a + n_b - 1)}} f_{ab}(z), \quad /1/$$

где n_a и n_b - число элементарных составляющих /кварков/ адронов a и b , соответственно. Отсюда вытекает, что

$$\frac{d\sigma}{dt}(pp \rightarrow pp) \sim \frac{1}{s^{10}},$$

$$\frac{d\sigma}{dt}(\pi p \rightarrow \pi p) \sim \frac{1}{s^8}.$$

Полученные формулы правильно передают характер поведения дифференциальных сечений рассеяния на большие углы^{/3/}. Однако детальное сравнение с экспериментом требует изучения функции $f_{ab}(z)$.

В работе^{/4/} на основе динамической интерпретации кварковых диаграмм для амплитуд двухчастичного рассеяния различных процессов получен явный вид угловой зависимости дифференциальных сечений на большие углы

при высоких энергиях. Так, для случая пион-нуклонного рассеяния были найдены следующие выражения

$$f_{\pi^+p}^k(z) = \sigma_0 \frac{(1+z)}{(1-z)^4} \left| 1 + \frac{4c}{(1+z)^2} \right|^2 \quad /2/$$

$$f_{\pi^-p}^k(z) = \sigma_0 \frac{(1+z)}{(1-z)^4} \left| c + \frac{4}{(1+z)^2} \right|^2$$

В рамках квазипотенциального подхода $f_{\pi^+p}^k(z)$ имеет вид /5/

$$f_{\pi^+p}^k(z) = |e^{2i\chi(0)}|^2 (1+z) \left| \frac{A_+}{(1-z)^{m_+}} + \frac{B_+}{(1+z)^{n_+}} \right|^2 \quad /3/$$

где $\chi(0)$ - значение эйкональной фазы рассеяния при нулевом прицельном параметре. Подчеркнем, что это позволяет установить определенную корреляцию между асимптотиками амплитуды рассеяния на малые и большие углы. Выражение для $f_{\pi^-p}^k(z)$ может быть получено из /3/ с помощью s_+ и кроссинга. Отметим также, что здесь и далее существенным образом используется требование γ_5 -инвариантности взаимодействия в области высоких энергий и больших передач импульса /6/.

Для случая протон-протонного рассеяния с помощью кваркового счета получается выражение

$$f_{pp}^k(z) = \frac{1}{(1-z^2)^6} \left\{ \left[\gamma(1+z)^2 + \delta(1-z)^2 \right]^2 + \left[z - z^{-1} \right]^2 \right\} + \left\{ \left[\frac{2}{1+z} (\bar{\gamma}(1+z)^2 + \bar{\delta}(1-z)^2) \right] + \left[z - z^{-1} \right]^2 \right\} \quad /4/$$

а на основе квазипотенциального метода следующее /7/:

$$f_{pp}^k(z) = \frac{|e^{2i\chi(0)}|^2}{(1-z^2)^{2m}} \left\{ |\alpha + \beta|^2 \left[(1+z)^{2m+2} + (1-z)^{2m+2} \right] + \right.$$

$$\left. + 4 \left[(1+z)^m + (1-z)^m \right]^2 \right\} - 2(\alpha\beta^* + \beta\alpha^*) \left[(1+z)^{2m+2} + (1-z)^{2m+2} \right] \quad /5/$$

Результаты сравнения угловой зависимости в выражениях /2-5/ с экспериментальными данными приведены в приложении, а также на рис. 1-3, и показывают хорошее согласие с экспериментом. Заметим, что для протон-протонного рассеяния наилучшее описание получается в случае введения логарифмической зависимости параметров от энергии 10,11 /см. рис. 4/ и равенства вектор-векторного и аксиал-аксиального взаимодействия, т.е. при $\gamma = \delta = 0$ и $\alpha = \beta$.

Отметим, что более хорошее описание при обработке экспериментальных данных на основе квазипотенциальных формул можно получить, по всей видимости, путем введения нелокального квазипотенциала.

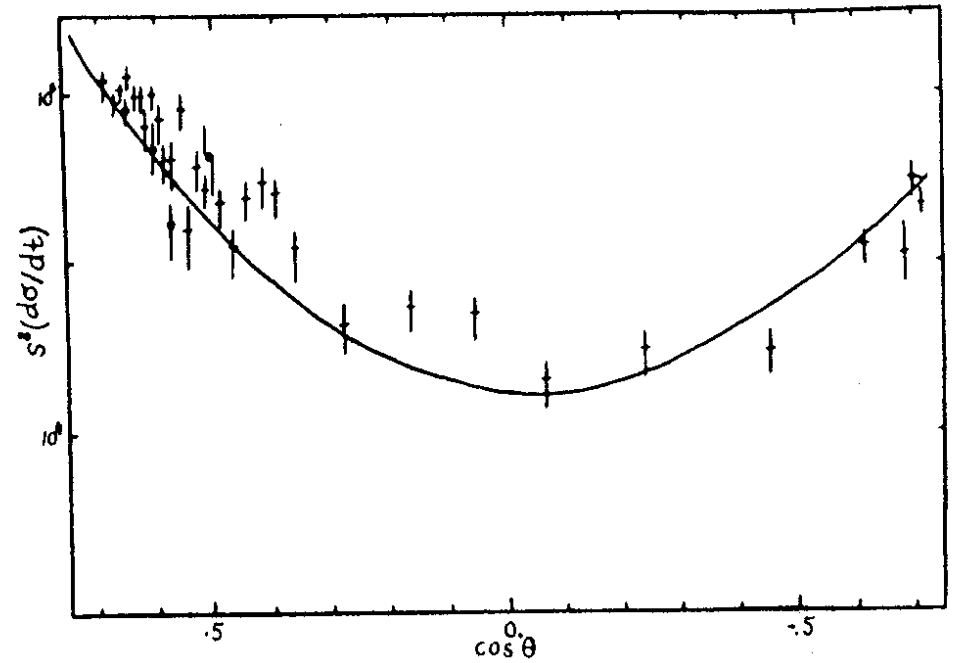


Рис. 1. $f_{\pi^+p}^k(z)$ при $s \cdot p_{\perp} \leq 10$ ГэВ/с ^{10,11}

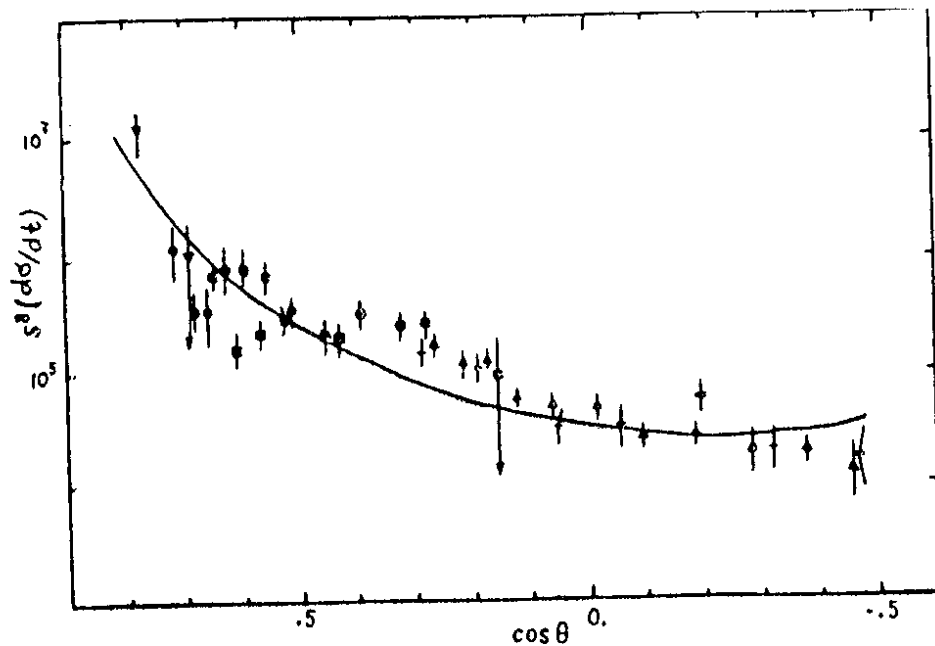


Рис. 2. $f_{\pi^-p}(z)$ при $7 < p_1 < 14$ ГэВ/с¹⁰.

Представляет интерес сравнить с помощью найденных параметров предсказания для дифференциального сечения протон-антипротонного рассеяния на большие углы, которое получается в рамках кваркового счета, с экспериментальными данными. Соответствующая теоретическая кривая приведена на рис. 5 и показывает удовлетворительное согласие с экспериментом.

Представление об адроне как о сложной частице позволяет не только описать экспериментальные данные по высокоэнергетическому рассеянию на большие углы, но и дает возможность получить хорошее согласие с экспериментом для формфакторов частиц. В частности, рассматривая дейтон как шестикварковую систему, для его формфактора имеем /4/

$$F_D(t) \sim \frac{1}{t^5}.$$

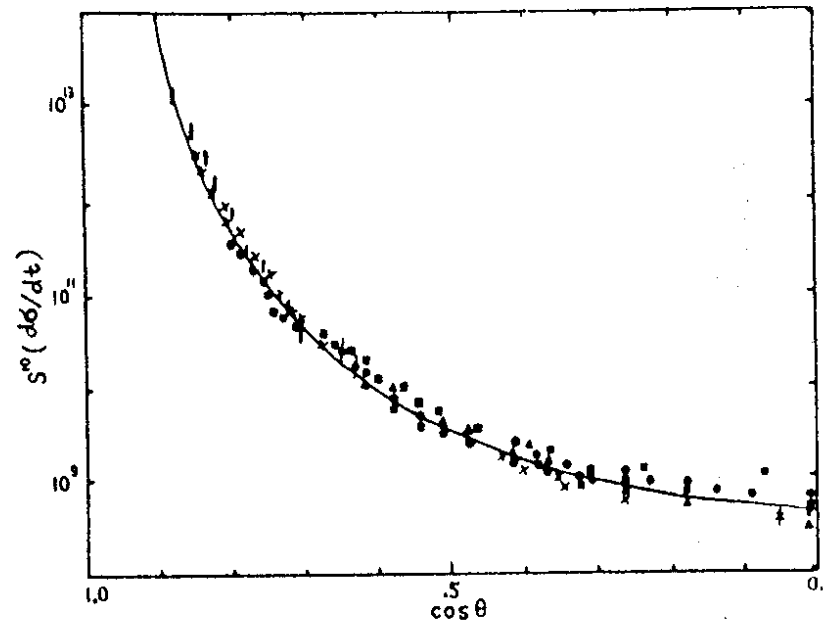


Рис. 3. $f_{pp}(z)$ при $7 < p_1 < 22$ ГэВ/с¹².

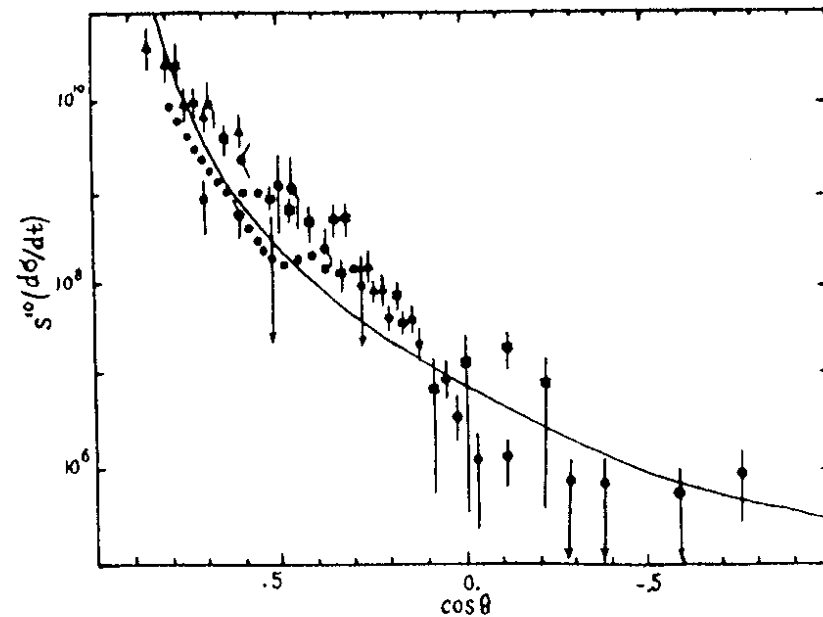


Рис. 4. Предсказания для $f_{\pi^-p}(z)$.

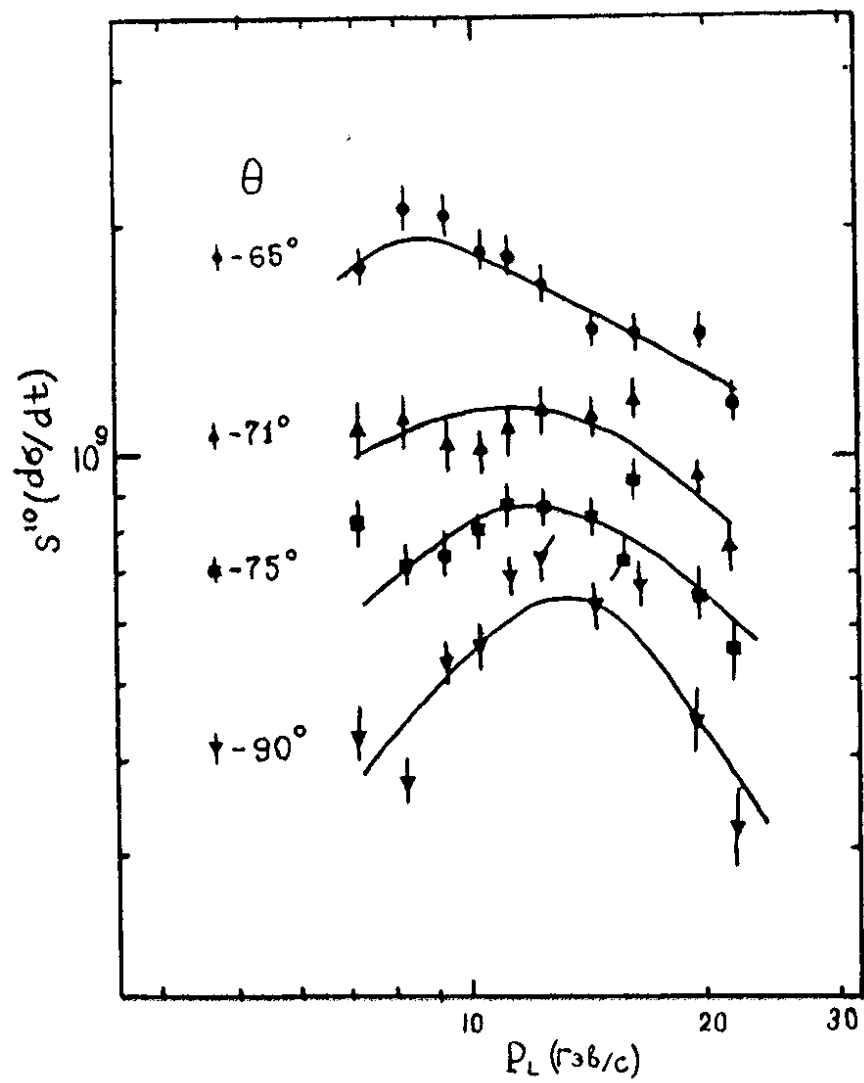


Рис. 5. $\Gamma_{pp}(z)$ при фиксированном угле рассеяния.

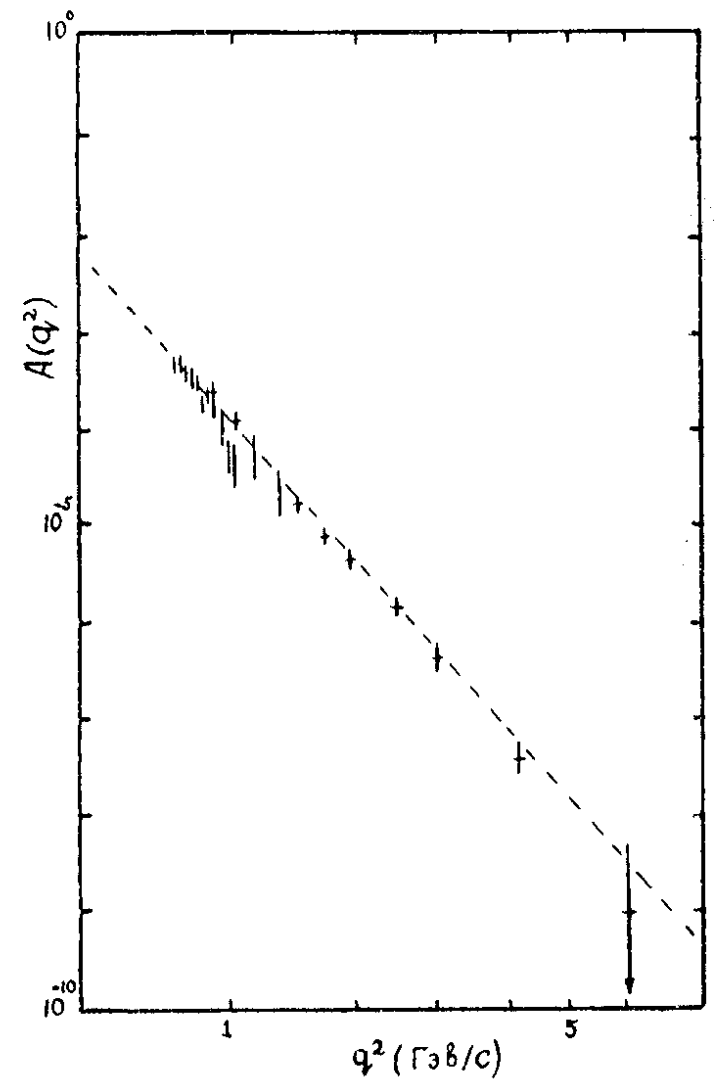


Рис. 6. Дейтонная структурная функция $A(q^2)$.

Поэтому при обработке экспериментальных данных по квадрату дейтонного формфактора $A(q^2) = F_D^2(q^2)^{1/9}$ была использована параметризация

$$A(q^2) = \frac{g}{(1 + hq^2)^{10}} \quad /6/$$

Наилучшее описание, приведенное на рис. 6, соответствует следующим значениям параметров:

$$g = 4,9 \cdot 10^{-3} \pm 2,8 \cdot 10^{-4}$$

$$h = 1,97 \cdot 10^{-2} \pm 3,5 \cdot 10^{-4} \text{ fm}^2.$$

Интересно отметить, что степеное поведение /6/ для дейтонного формфактора справедливо при $q^2 > 15 \text{ fm}^2 \sim 0,5 \text{ ГэВ}/c^2$. При меньших передачах импульса, по-видимому, действует другой механизм, причем $A(q^2) \rightarrow 1$ при $q^2 \rightarrow 0$.

В заключение авторы, пользуясь случаем, благодарят Р.М. Мурадяна и А.Н. Тавхелидзе за плодотворные обсуждения.

Приложение

1. Кварковый счет

$$a/ \pi^{\pm} p; \quad \sigma_0 = 2789 \pm 381^*; \quad c = 1,15 \pm 0,13; \quad \chi^2 / \bar{\chi}^2 = 2,1.$$

б/ pp без зависимости параметров от энергии

$$\gamma = \delta = 0; \quad \bar{\gamma} = 7955 \pm 113; \quad \chi^2 / \bar{\chi}^2 = 2,8.$$

$$\bar{\delta} = 962 \pm 58;$$

в/ pp с зависимостью параметров от энергии $\gamma = \delta = 0$

* Все размерные параметры приведены в единицах /ГэВ/c/k.

$$\bar{\gamma} = (9525 \pm 150) \left[1 - (0,53 \pm 0,06) \ln^2 \frac{s}{(28,2 \pm 0,7)} \right]^2;$$

$$\bar{\delta} = (56,7 \pm 226) \left[1 + (3,6 \pm 5,1) \ln^2 \frac{s}{(48,3 \pm 29,1)} \right]^2;$$

$$\chi^2 / \bar{\chi}^2 = 1,7.$$

2. Квазипотенциальный подход

$$a/ \pi^{\pm} p; \quad m_+ = 2,3 \pm 0,08; \quad n_+ = 2,35 \pm 0,16; \quad A_+ = 79,1 \pm 6;$$

$$B_+ = 84 \pm 16; \quad \chi^2 / \bar{\chi}^2 = 3,0.$$

б/ pp без зависимости параметров от энергии

$$m = 2,51 \pm 0,02; \quad \alpha = \beta = 14011 \pm 109; \quad \chi^2 / \bar{\chi}^2 = 7,2.$$

в/ pp с зависимостью параметров от энергии

$$m = 2,42 \pm 0,01; \quad \alpha = \beta = (15718 \pm 144) - (5658 \pm 850) \times$$

$$\times \ln^2 \frac{s}{(17,3 \pm 1)}; \quad \chi^2 / \bar{\chi}^2 = 2,7.$$

Литература

1. G. Giacomelli. Rapporteur's Talk at the XVI International Conference on High Energy Physics, Batavia, 1972. D. Cline et al. Nucl. Phys., 55B, 157, 1973.
2. V. A. Matveev, R. M. Muradyan, A. N. Tavkhelidze. Lett. Nuovo Cimento, 7, 719, 1973.
3. V. Barger, Rapporteur's Talk at the XVII International Conference on High Energy Physics, London, 1974.
4. V. A. Matveev, R. M. Muradyan, A. N. Tavkhelidze. JINR, E2-8048, Dubna, 1974.
V. A. Матвеев. Труды IV Международного симпозиума по физике высоких энергий и элементарных частиц. Варна, 1974, ОИЯИ, Д1-8405, Дубна, 1974.

5. С.В.Голоскоков, С.П.Кулешов, В.А.Матвеев, М.А.Смондырев. ОИЯИ, P2-9897, Дубна, 1976.
6. А.А.Логунов, В.А.Мещеряков, А.Н.Тавхелидзе. ДАН СССР, 142, 317, 1962.
7. С.В.Голоскоков, С.П.Кулешов, В.А.Матвеев, М.А.Смондырев. ОИЯИ, P2-9088, Дубна, 1975.
8. P.V.Landshoff. *Rapporteur's Talk at the XVII International Conference on High Energy Physics, London, 1974.*
9. R.G.Arnold et al. *Phys.Rev.Lett.*, 35, 776, 1975.
R.E.Rand et al. *Phys.Rev.*, D8, 3229, 1973.
10. E.Bracci et al. *Compilation of Differential Cross Section π -Induced Reaction. CERN preprint CERN-HERA 75-2, 1975.*
11. C.Baglin et al. *Nucl.Phys.*, B98, 365, 1975.
12. O.Benary et al. *NN and ND Interactions -A Compilation. Berkeley Preprint, UCRL-20000NN, 1970.*

Рукопись поступила в издательский отдел
29 сентября 1976 года.

Редколлегия журнала ЭЧАЯ сообщает, что вышел в свет журнал "Физика элементарных частиц и атомного ядра", том 7, вып. 3. Подписаться на журнал можно в агентствах и отделениях "Союзпечати", в отделениях связи, а также у общественных распространителей.