

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



3/11.78

Д - 736

P2 - 11159

1491/2-78

С. Дренска, С. Щ. Мавродиев

ЭФФЕКТИВНЫЙ РАДИУС И ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ  
АДРОН-АДРОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ  
ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

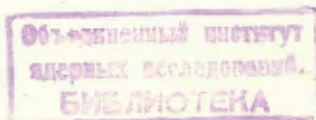
**1978**

P2 - 11159

С. Дренска, С. Щ. Мавродиев

**ЭФФЕКТИВНЫЙ РАДИУС И ПОЛНЫЕ СЧЕНИЯ  
АДРОН-АДРОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ  
ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ**

*Направлено в ЯФ.*



Эффективный радиус и полные сечения адрон-адронных взаимодействий элементарных частиц

Получено описание полных сечений взаимодействий  $\bar{p}$ ,  $p$ ,  $\pi^+$ ,  $K^+$  с протоном в виде

$$\sigma_{\text{tot}}(s) = 2\pi R^2(s),$$

где эффективный радиус  $R(s)$  есть

$$R(s) = \sum_{i=1}^n \frac{sp_i^2}{(\sqrt{s} - \mu_i)^2 + s\Gamma_i^2} + R(\ln s/s_0)^A.$$

Сформулирован критерий асимптотического поведения и получена оценка значения энергии Фруассара. Описание подтверждает теорему Померанчука.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Effective Radius and Total Cross Sections of Hadron-Hadron Interactions of Elementary Particles

Total cross sections of  $\bar{p}$ ,  $p$ ,  $\pi^+$ ,  $K^+$  interactions with a proton have been described in the form

$$\sigma_{\text{tot}}(s) = 2\pi R^2(s),$$

where the effective radius  $R(s)$  is

$$R(s) = \sum_{i=1}^n \frac{sp_i^2}{(\sqrt{s} - \mu_i)^2 + s\Gamma_i^2} + R(\ln s/s_0)^A.$$

The asymptotic behaviour criterion has been formulated and the Froissart energy value has been estimated. The description confirms the Pomerenchuk theorem.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

## ВВЕДЕНИЕ

Проблема построения теории сильных взаимодействий элементарных частиц представляется сейчас сложной проблемой и поэтому естественно, наряду с общими теоретическими представлениями, пытаться решать предварительные задачи об эвристической систематике элементарных частиц<sup>/1/</sup> и экспериментальных данных их взаимодействий.

Возможность постановки задачи об эвристической систематике экспериментальных данных о взаимодействиях адронов основывается на предположении о квазипотенциальном характере адрон-адронных взаимодействий<sup>/2/</sup>, об идее "геометризации" релятивистской двухчастичной проблемы<sup>/3/</sup> и следующей отсюда квантово-механической интерпретации релятивистского анализа Фурье<sup>/4/</sup>.

Отметим, что зависимость потенциала взаимодействия от энергии сталкивающихся адронов можно интерпретировать так:

Энергия есть та переменная, величина которой является мерой отклонения геометрии пространства относительных импульсов и координат от евклидовой геометрии.

Целью настоящей работы является описание  $\bar{p}$ ,  $p$ ,  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $K^+$ ,  $K^-$ -протонных полных сечений с пороговых энергий в виде

$$\sigma_{\text{tot}}(s) = 2\pi R^2(s),$$

/1/

где

$$R(s) = \sum_{i=1}^n \frac{\rho_i^2(s)}{(\sqrt{s} - \mu_i)^2 + \Gamma_i^2(s)} + R(\ln s/s_0), \quad /2/$$

$\rho_i, \Gamma_i$  - неизвестные функции квадрата инвариантной энергии  $s$ ,  $n$  - неизвестное число.

Определение значения параметров, от которых зависит эффективный радиус, сводится к решению переопределенной системы нелинейных алгебраических уравнений. Эта система решается с помощью регуляризованных итерационных процессов <sup>/5/</sup> /программа COMPIL - C401, F421 <sup>/6/</sup> из библиотеки стандартных программ ОИЯИ, реализованная на ЭВМ CDC-6500/. Для получения графической информации на дисплее использовался язык "SIGMA" <sup>/7/</sup>.

В §1 коротко приведены предположения и соображения, приводящие к формулам /1/, /2/, и даны результаты решения "обратной" задачи <sup>/8/</sup>.

Отметим, что полученное описание подтверждает модель максимального роста полных сечений <sup>/9/</sup>.

В §2 на основе полученного явного вида эффективного радиуса взаимодействия формулируется условие асимптотического поведения в смысле предела Фруассара <sup>/10/</sup> и находится значение адрон-адронной фруассаровской энергии /энергии, начиная с которой, полные сечения выходят на асимптотику/. Найденное описание при больших энергиях подтверждает теорему Померанчука <sup>/11/</sup>.

## §1. ОСНОВНЫЕ ПРЕДПОЛОЖЕНИЯ, МЕТОД И ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Эвристическая систематика строится следующим образом:

П1. Пользуясь аналогией с нерелятивистской квантовой механикой, строим в пространстве относительной релятивистской координаты амплитуду /квазипотенциал/.

П2. С помощью релятивистского анализа Фурье находим амплитуду в пространстве относительных импульсов.

П3. Сравнивая с экспериментом, т.е. решая "обратную" задачу, выясняем вид неизвестных функций и находим значения параметров.

П4. Проверяем согласованность полученного решения с утверждениями общих теорем, а также его предсказательные возможности.

П1-П4 используются последовательно для описания расширяющегося круга экспериментов. При этом получаем все большее понимание физического смысла сделанных в П1 предположений.

**Примечание.** В П3 решающее значение имеют критерии программного комплекса COMPIL <sup>/6/</sup>, с помощью которых можно выбрать "лучшую" из двух функций.

Опишем конкретную реализацию правил П1-П4, которая приводит к формуле /1/. Предположим, что квазипотенциал в  $r$ -пространстве имеет вид

$$V(s, r) = \frac{\Lambda_1(s)e^{-\mu_1(s)r}}{R_1^2(s) + r^2} + \frac{\Lambda_2(s)e^{-\mu_2(s)r}}{R_2^2(s) - r^2},$$

где  $\Lambda_1(s), \Lambda_2(s), \mu_1(s), \mu_2(s), R_1(s), R_2(s)$  - неизвестные функции. Отметим, что  $\Lambda_1(s)$  и  $\Lambda_2(s)$  имеют смысл констант взаимодействия, а функции  $\mu_1(s), \mu_2(s), R_1(s), R_2(s)$  должны быть связаны с эффективным радиусом взаимодействия. Релятивистский образ Фурье предположенного квазипотенциала по переданному импульсу <sup>/4/</sup> есть амплитуда рассеяния. Сравнение с экспериментальными данными по упругому протон-протонному рассеянию показало <sup>/12/</sup>, что амплитуда имеет вид  $T(s, t, A, R(s))$ , где  $A$  - набор параметров, а  $R(s) = R_0 + R_1/s^{A_1} + R(\ln s/s_0)^{A_2}$  - эффективный радиус взаимодействия. Последнее утверждение следует из свойства геометрического скейлинга <sup>/13/</sup>, а также из оптической теоремы, которые приводят к формуле /1/.

В работе <sup>/8/</sup> параметры  $R_0, R_1, A_1, R, A$  были найдены как функции квантовых чисел взаимодействующих адронов в области энергии  $s \geq 10 \text{ ГэВ}^2$ . Полученное решение предсказывало при энергиях порядка  $200 \div 300 \text{ ГэВ}^2$  пересечение для полных сечений процессов типа частица-частица и античастица-частица.

Таблица 1. Антипротон-протон

$n$	$\rho$ ( $\text{мб}^{1/4}$ )	$\mu$ (ГэВ)	$\Gamma$ (бездимензия)
1	$0,0259 \pm 0,0123$	$1,8929 \pm 0,0081$	$0,0196 \pm 0,0047$
2	$0,1917 \pm 0,0857$	$1,9198 \pm 0,0432$	$0,1115 \pm 0,0303$
3	$0,2704 \pm 0,1171$	$2,2672 \pm 0,0309$	$0,1984 \pm 0,0415$
4	$0,2703 \pm 0,1150$	$2,7916 \pm 0,0296$	$0,2431 \pm 0,0483$
5	$0,3464 \pm 0,1041$	$3,8160 \pm 0,0764$	$0,3262 \pm 0,0536$
6	$0,6315 \pm 0,1114$	$6,4937 \pm 0,1362^*$	$0,6157 \pm 0,0643^*$
7	$0,8842 \pm 0,0882$	$15,0292 \pm 0,3446^*$	$1,1628 \pm 0,0312^*$
$R_0 = 0,906 \pm 0,353$ ( $\text{мб}^{1/2}$ ) $R = 0,2428 \pm 0,0023$ ( $\text{мб}^{1/2}$ ) <sup>*</sup> $A = 0,9993 \pm 0,0030$ <sup>*</sup>			

Аналогичные предсказания были получены на основе модели Редже в работе /14/.

Анализ корреляционных зависимостей между параметрами при различных значениях энергии показал, что такое пересечение может быть следствием того, что влияние резонансной области  $/s \leq 10 \text{ ГэВ}^2/$  для процессов частица-частица и античастица-частица описывается в эффективном радиусе только одним "реджевским" членом вида  $R_1/s^{A_1}$ .

Поэтому естественно попытаться описать полные сечения с пороговых энергий в терминах эффективного радиуса.

Основываясь на нашей главной физической гипотезе /2-4/ - "эффективная частица в эффективном квазипотенциальном поле" - предположим, что эффективный радиус имеет вид /2/.

Неизвестные функции и неизвестные параметры можно найти, решая обратную задачу

$$\sigma_{\text{tot}}^{\text{expt}}(s) = 2\pi R^2(s),$$

где  $\sigma_{\text{tot}}^{\text{expt}}(s)$  - значения полных сечений для  $\bar{p}, p, \pi^+, K^+$ -протонного взаимодействия /15/. Число экспериментальных точек, которое было использовано для этих процессов, соответственно равно 143, 131, 500, 326, 254, 144.

Пользуясь указанными возможностями программы COMPIL /5,6/, мы нашли \*, что  $\rho_i^2(s) = s \rho_i^2$  и  $\Gamma_i^2(s) = s \Gamma_i^2$ , где  $\rho_i, \Gamma_i$  - параметры, а  $n=7$ . Найденные значения параметров

представлены в табл. 1-6. Параметр  $R_0 = \sum_{i=1}^7 \frac{\rho_i^2}{1+\Gamma_i^2}$ ,

где  $\rho_i, \Gamma_i$  - значения параметров соответствующего процесса. Звездочкой отмечены параметры, общие для одного изотопического мультиплета. На рис. 1-6 приведены экспериментальные данные и полученное описание полных сечений, эффективный радиус, а также его структура.

\*Способ применения программы COMPIL к задачам типа нашей описан более подробно в работе /8/.

ANTIPROTON, PROTON-PROTON TOTAL CROSS SECTIONS

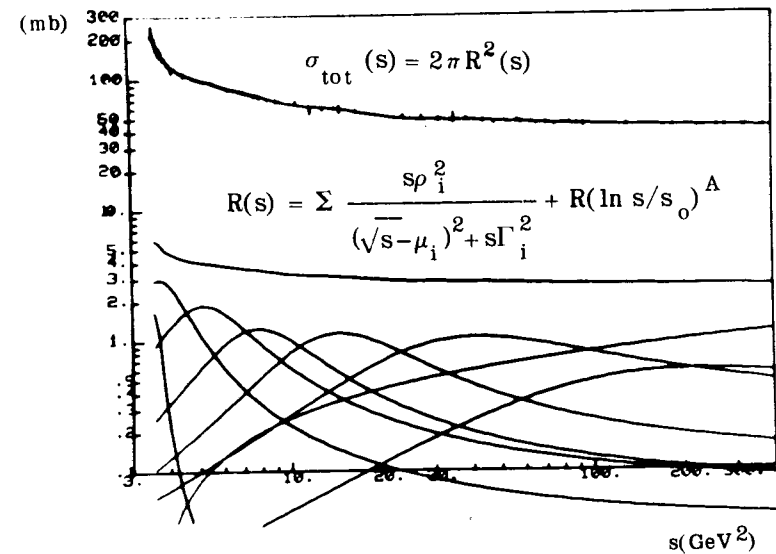


Рис. 1. Экспериментальные данные и график полного сечения  $\sigma_{\text{tot}}(s)$  /мб/ антипротон-протонного взаимодействия /верхняя кривая/ как функция квадрата инвариантной энергии  $s/\text{ГэВ}^2/$ . Внизу приведен график эффективного радиуса взаимодействия  $R(s)$ , а также его структура.

Таблица 2. Протон-протон

№	$\rho$ ( $\text{мб}^{1/4}$ )	$\mu$ (ГэВ)	$\Gamma$ (безразмерная)
1	$0,0222 \pm 0,0043$	$1,9691 \pm 0,0020$	$0,0282 \pm 0,0040$
2	$0,0419 \pm 0,0100$	$2,2055 \pm 0,0041$	$0,0586 \pm 0,0078$
3	$0,2580 \pm 0,0551$	$2,3606 \pm 0,0361$	$0,2104 \pm 0,0226$
4	$0,2716 \pm 0,2022$	$2,9249 \pm 0,0619$	$0,3051 \pm 0,1056$
5	$0,4427 \pm 0,2098$	$3,9992 \pm 0,1514$	$0,4555 \pm 0,0980$
6	$0,5234 \pm 0,1296$	$6,4937 \pm 0,1362^{*)}$	$0,6157 \pm 0,0643^{*)}$
7	$0,9221 \pm 0,0637$	$15,0292 \pm 0,3446^{*)}$	$1,1628 \pm 0,0312^{*)}$
$R=0,2428 \pm 0,0023$ ( $\text{мб}^{1/2}$ ) <sup>*</sup>		$A=0,9993 \pm 0,0030$ <sup>*</sup>	
$R_0=0,856 \pm 0,392$ ( $\text{мб}^{1/2}$ )			

Таблица 3.  $\pi^-$ -протон

№	$\rho$ ( $\text{мб}^{1/4}$ )	$\mu$ (ГэВ)	$\Gamma$ (безразмерн.)
1	$0,1073 \pm 0,0006$	$1,2204 \pm 0,0003$	$0,0651 \pm 0,003$
2	$0,1188 \pm 0,0012$	$1,4981 \pm 0,0004$	$0,0952 \pm 0,0008$
3	$0,0351 \pm 0,0005$	$1,6800 \pm 0,0003$	$0,0332 \pm 0,0003$
4	$0,0641 \pm 0,0028$	$1,8430 \pm 0,0008$	$0,0879 \pm 0,0022$
5	$0,2560 \pm 0,0166$	$2,1819 \pm 0,0039$	$0,2423 \pm 0,0087$
6	$0,5992 \pm 0,0525$	$3,3347 \pm 0,0212^{*)}$	$0,5831 \pm 0,0326^{*)}$
7	$0,9055 \pm 0,0710$	$8,3813 \pm 0,1397^{*)}$	$1,2014 \pm 0,0406^{*)}$
$R=0,1814 \pm 0,0024$ <sup>*</sup>		$A=0,9996 \pm 0,0043$ <sup>*</sup>	
$R_0=0,696 \pm 0,087$			

PROTON-PROTON TOTAL CROSS SECTION

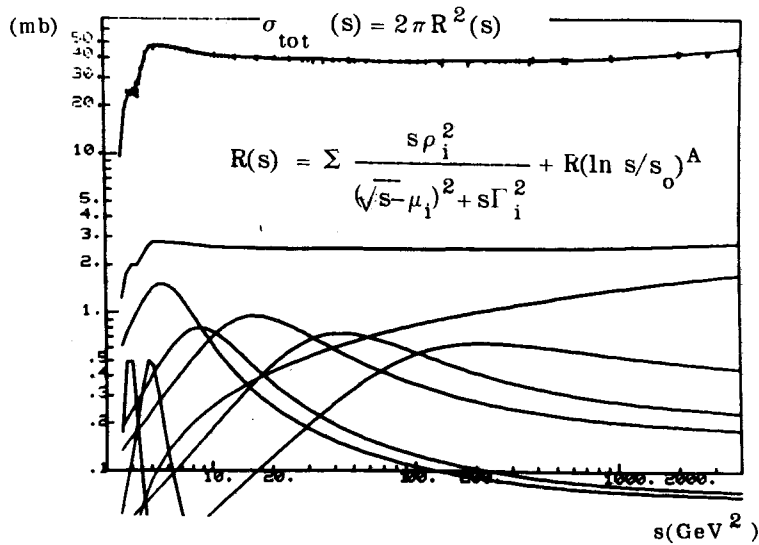


Рис. 2. Экспериментальные данные и график полного сечения  $\sigma_{\text{tot}}(s)$  /мб/ протон-протонного взаимодействия /верхняя кривая/ как функция квадрата инвариантной энергии  $s/\text{ГэВ}^2$ /. Внизу приведен график эффективного радиуса взаимодействия  $R(s)$ , а также его структура.

PI-PROTON TOTAL CROSS SECTION

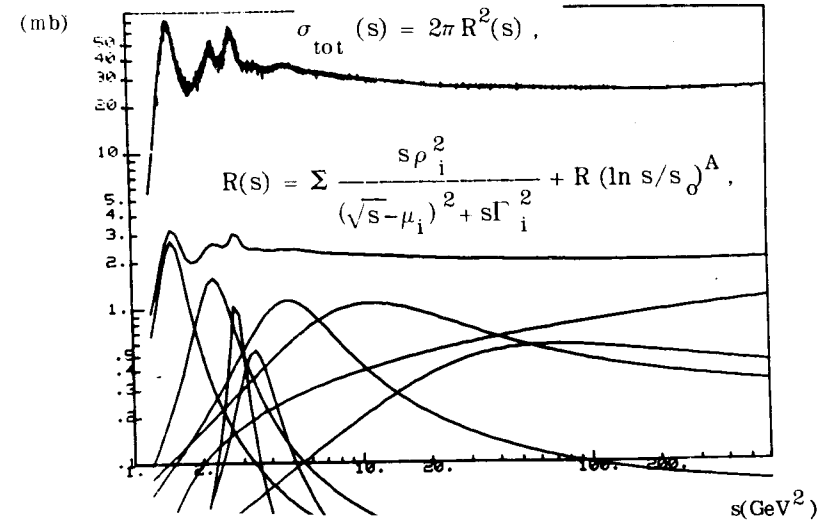


Рис. 3. Экспериментальные данные и график полного сечения  $\sigma_{\text{tot}}(s)$  /мб/  $\pi^-$ -протонного взаимодействия /верхняя кривая/ как функция квадрата инвариантной энергии  $s/\text{ГэВ}^2$ /. Внизу приведен график эффективного радиуса взаимодействия  $R(s)$ , а также его структура.

Таблица 4.  $\pi^+$ -протон

№	$\rho$ ( $\text{мб}^{1/4}$ )	$r$ (ГэВ)	$\Gamma$ (безразмерная)
1	$0,1073 \pm 0,0010$	$1,2233 \pm 0,0003$	$0,0494 \pm 0,0003$
2	$0,1014 \pm 0,0024$	$1,3233 \pm 0,0021$	$0,0862 \pm 0,0013$
3	$0,0676 \pm 0,0017$	$1,6700 \pm 0,0007$	$0,0831 \pm 0,0014$
4	$0,0906 \pm 0,0008$	$1,8993 \pm 0,0004$	$0,0849 \pm 0,0005$
5	$0,1958 \pm 0,0122$	$2,3490 \pm 0,0020$	$0,2185 \pm 0,0064$
6	$0,5863 \pm 0,0508$	$3,3347 \pm 0,0212^*$	$0,5831 \pm 0,0326^*$
7	$0,9176 \pm 0,0709$	$8,3813 \pm 0,1397^*$	$1,2014 \pm 0,0406^*$
R=0,1814 $\pm$ 0,0024 ( $\text{мб}^{1/2}$ ) <sup>*</sup>		$\Lambda=0,9996 \pm 0,0043^*$	
R0=0,672 $\pm$ 0,082 ( $\text{мб}^{1/2}$ )			

Таблица 5.  $K^-$ -протон

№	$\rho$ ( $\text{мб}^{1/4}$ )	$r$ (ГэВ)	$\Gamma$ (безразмерная)
1	$0,1038 \pm 0,0031$	$1,4836 \pm 0,0015$	$0,0619 \pm 0,0015$
2	$0,0411 \pm 0,0024$	$1,6985 \pm 0,0010$	$0,0528 \pm 0,0022$
3	$0,0419 \pm 0,0014$	$1,8146 \pm 0,0006$	$0,0431 \pm 0,0010$
4	$0,0324 \pm 0,0011$	$2,0640 \pm 0,0006$	$0,0573 \pm 0,0011$
5	$0,5421 \pm 0,0281$	$2,3310 \pm 0,0092$	$0,4331 \pm 0,0158$
6	$0,5663 \pm 0,1093$	$4,9226 \pm 0,1100^*$	$0,7006 \pm 0,0943^*$
7	$0,5412 \pm 0,1468$	$11,4578 \pm 0,3851^*$	$1,1793 \pm 0,1192^*$
R=0,1941 $\pm$ 0,0052 ( $\text{мб}^{1/2}$ ) <sup>*</sup>		$\Lambda=0,9998 \pm 0,0036^*$	
R0=0,600 $\pm$ 0,140 ( $\text{мб}^{1/2}$ ) <sup>*</sup>			

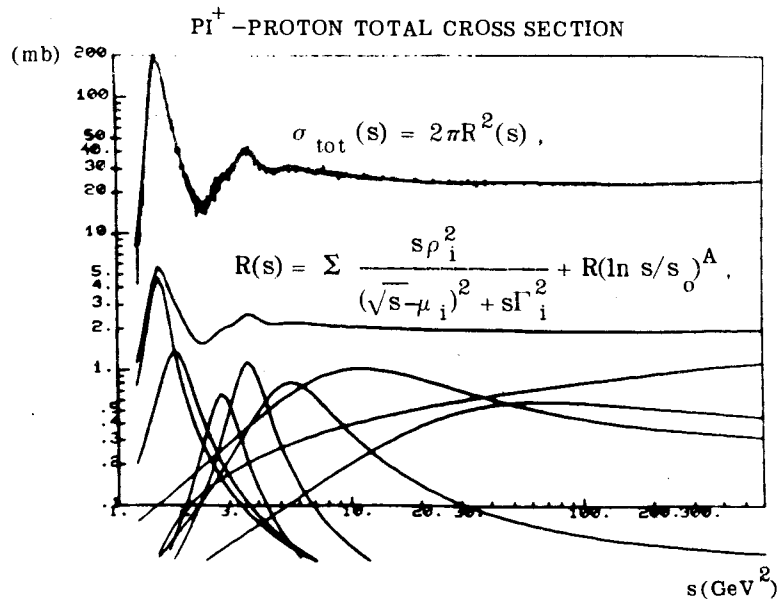


Рис. 4. Экспериментальные данные и график полного сечения  $\sigma_{\text{tot}}(s)$ /мб/  $\pi^+$ -протонного взаимодействия /верхняя кривая/ как функция квадрата инвариантной энергии  $s/\text{ГэВ}^2$ /. Внизу приведен график эффективного радиуса взаимодействия  $R(s)$ , а также его структура.

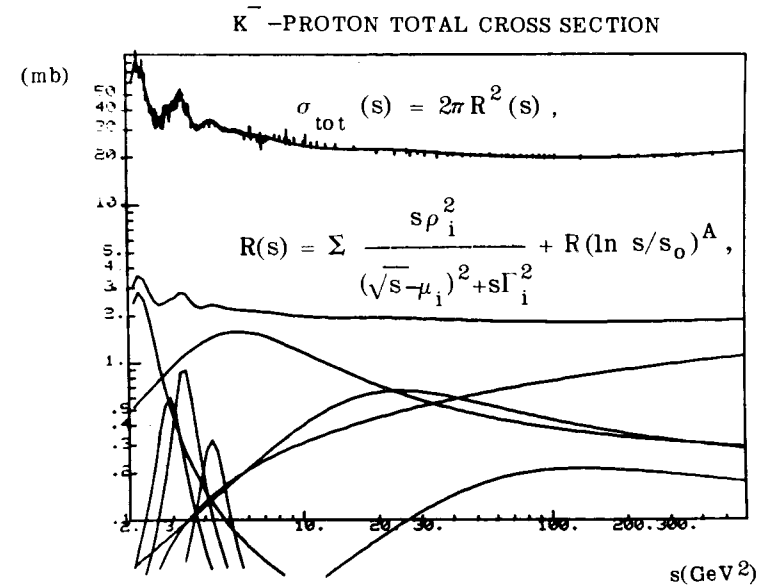


Рис. 5. Экспериментальные данные и график полного сечения  $\sigma_{\text{tot}}(s)$ /мб/  $K^-$ -протонного взаимодействия /верхняя кривая/ как функция квадрата инвариантной энергии  $s/\text{ГэВ}^2$ /. Внизу приведен график эффективного радиуса взаимодействия  $R(s)$ , а также его структура.

Таблица 6.  $K^+$ -протон

№	$\rho$ (мб <sup>1/4</sup> )	$\mu$ (ГэВ)	$\Gamma$ (безразмерн.)
1	$0,0983 \pm 0,0051$	$1,5208 \pm 0,0014$	$0,0978 \pm 0,0044$
2	$0,1000 \pm 0,0103$	$1,8532 \pm 0,0035$	$0,1210 \pm 0,0066$
3	$0,1435 \pm 0,0298$	$2,1694 \pm 0,0126$	$0,1930 \pm 0,0207$
4	0,	$2,3738 \pm 1,8847$	$0,2305 \pm 0,8315$
5	$0,3865 \pm 0,0659$	$2,9879 \pm 0,0428$	$0,4322 \pm 0,0497$
6	$0,4933 \pm 0,1109$	$4,9226 \pm 0,1100^*)$	$0,7006 \pm 0,0943^*)$
7	$0,7000 \pm 0,1418$	$11,4578 \pm 0,3851^*)$	$1,1793 \pm 0,1192^*)$
$R=0,1941 \pm 0,0052$ (мб <sup>1/2</sup> ) <sup>*</sup>		$\Lambda=0,9998 \pm 0,0036$	
$R_0=0,533 \pm 0,167$ (мб <sup>1/2</sup> )			

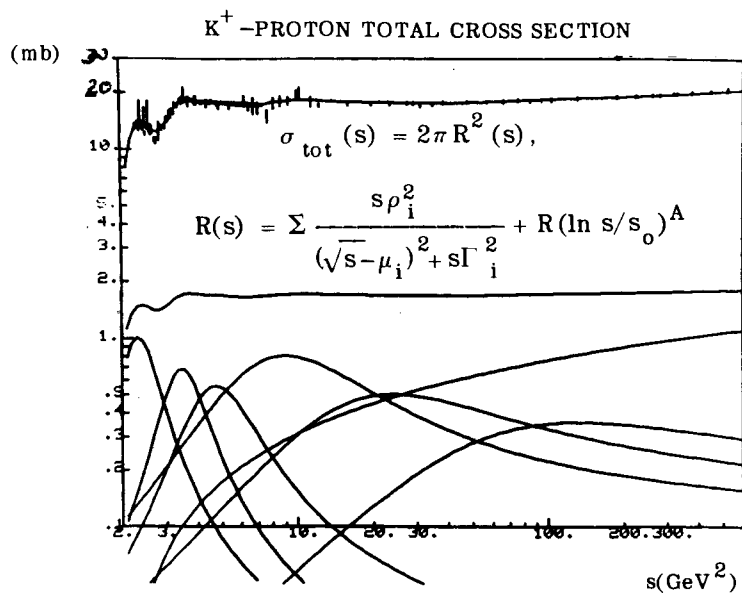


Рис. 6. Экспериментальные данные и график полного сечения  $\sigma_{tot}(s)$ /мб/  $K^+$ -протонного взаимодействия /верхняя кривая/ как функция квадрата инвариантной энергии  $s/\text{ГэВ}^2$ /. Внизу приведен график эффективного радиуса взаимодействия  $R(s)$ , а также его структура.

## §2. АСИМПТОТИКА ФРУАССАРА, ТЕОРЕМА ПОМЕРАНЧУКА

На рис. 7-9 представлено описание экспериментальных данных по полным сечениям для рассеяния частиц и античастиц на протоне.

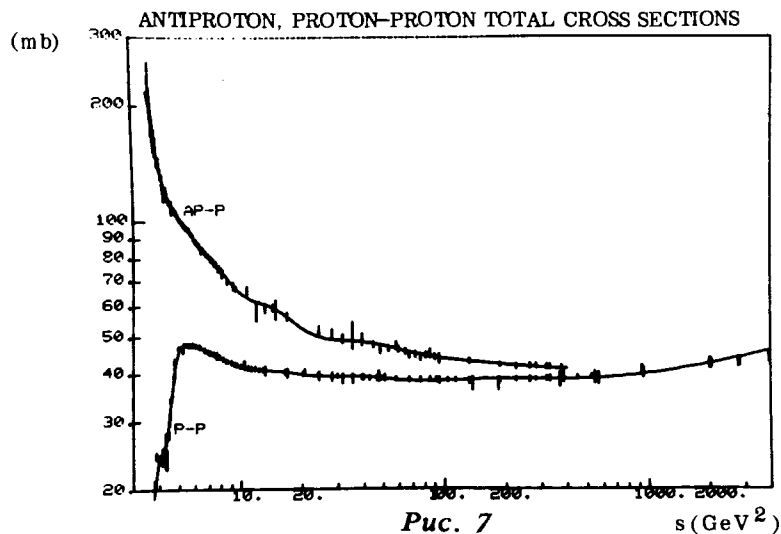


Рис. 7

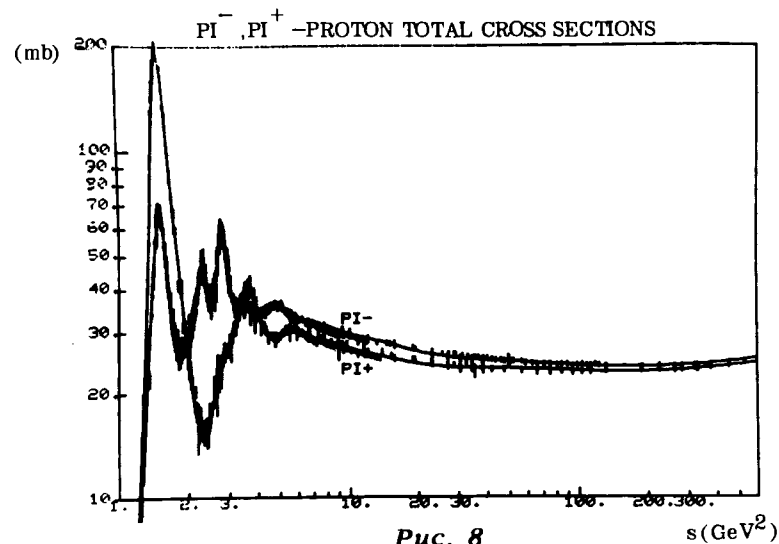


Рис. 8



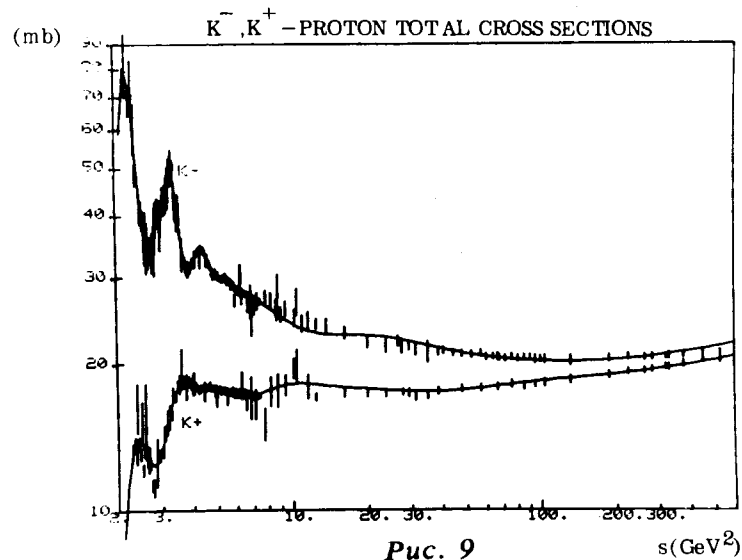


Рис. 9

Видно, что найденное решение /см. табл. 1-6/ хорошо описывает экспериментальные данные. Значение величины

$$\chi^2 = \frac{1}{m-n} \sum_{i=1}^m \frac{[\sigma_{\text{tot}}^{\text{expt}}(s) - \sigma_{\text{tot}}^{\text{th}}(s)]^2}{\Delta_i^2}$$

для нуклонов, пионов и каонов - 1,133, 1,010, 1,060 соответственно.

На рис. 10 представлена экстраполяция имеющихся экспериментальных данных, причем экспериментальные значения полных сечений соединены линиями. Видно, что для всех процессов /кроме  $pp$  / полные сечения измерены вплоть до  $s \sim 500 / \text{ГэВ}^2$ , а для  $pp$  - до  $s = 4000 / \text{ГэВ}^2$ .

Из рис. 1-6, как и из формулы /2/, видно, что эффективный радиус является суммой "эффективных радиусов", последовательно открывающихся с увеличением энергии "каналов" \* и "фруассаровского" члена.

\*Большой интерес представляет выяснить, обменом каких квантовых чисел характеризуются "каналы".

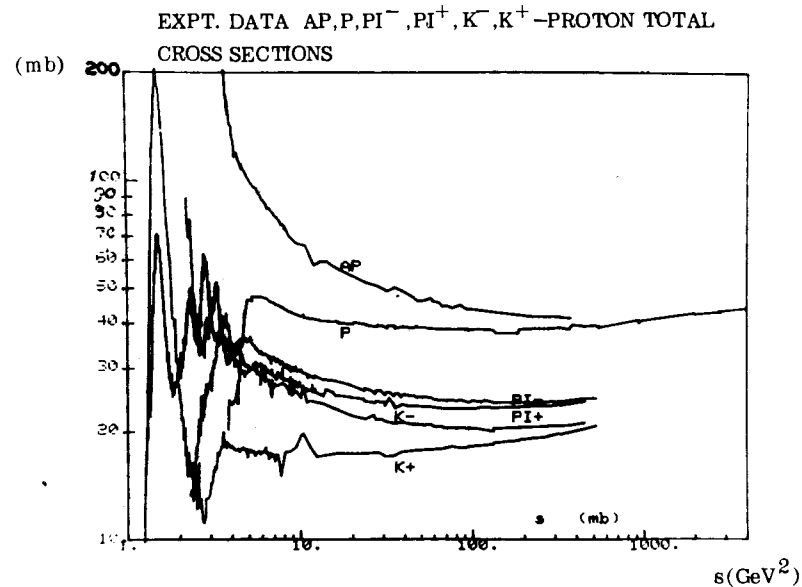


Рис. 10. Экспериментальные данные для  $\bar{p}, p, \pi^+, \pi^-, K^+, K^-$ -протонных полных сечений.

Начиная с энергии  $s = 100 \text{ ГэВ}^2$ , фруассаровский член дает основной вклад в эффективный радиус, что можно интерпретировать как начало переходного режима перед выходом на асимптотику.

При  $s \rightarrow \infty$  найденный эффективный радиус имеет вид

$$R_{\infty}(s) = R_0 + R(\ln s/s_0)^{\Lambda},$$

где

$$R_0 = \sum_{i=1}^n \frac{\rho_i^2}{1 + i\Gamma_i^2}.$$

Очевидно, что, сравнивая полные сечения, полученные с помощью найденного радиуса, и его асимптотическое выражение  $R_{\infty}(s)$ , можно оценить энергию Фруассара /т.е. энергию, при которой выполняется теорема Фруассара /10/.

На рис. 11 представлено наше описание полных сечений.

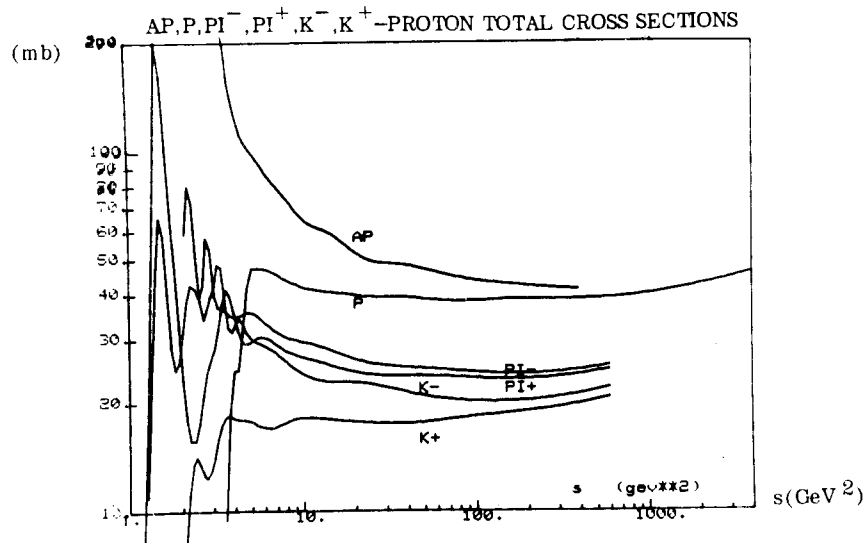


Рис. 11. Теоретическая картина  $\bar{p}$ ,  $p$ ,  $\pi^+$ ,  $K^+$  - протонных полных сечений.

На рис. 12 представлено найденное описание вплоть до  $s = 10^6 \text{ ГэВ}^2$ .

Сравнение поведения непрерывных и пунктирных линий на рисунке показывает, что для всех различных процессов выход на асимптотику происходит при одной и той же энергии.

Если принять за критерий один процент и меньше /что соответствует современным экспериментальным возможностям/, то можно видеть, что энергия Фруассара лежит в интервале  $s = 10^5 \div 10^6 \text{ ГэВ}^2$  или  $\sqrt{s} = 300 \div 1000 \text{ ГэВ}$ , или  $10^{-16} \div 10^{-17} \text{ см}$ .

Если сопоставить это значение энергии Фруассара с энергией унитарного предела для слабых взаимодействий /16/, то энергию Фруассара можно интерпретировать как энергию, при которой начинает проявляться новая структура материи\*.

\*Возможно, это связано с существованием фундаментальной длины /17/.

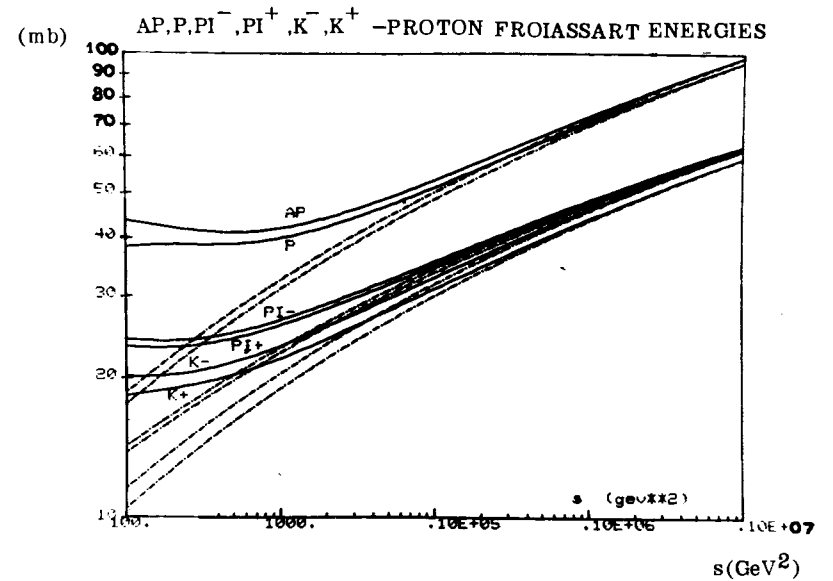


Рис. 12. Полные сечения адронных взаимодействий /сплошные линии/, их асимптотическое поведение /пунктирные/.

Из рис. 13 видно, что полученное описание согласуется с теоремой Померанчука о полных адрон-адронных сечениях.

Современные экспериментальные данные и полученное описание таковы, что можно предсказать значения энергии Померанчука для  $\bar{p}$ ,  $p$ ,  $\pi^+$  и  $K^+$  на протоне порядка  $10^5$ ,  $2 \cdot 10^2$ ,  $10^3 \text{ ГэВ}^2$  соответственно.

Непротиворечивость найденного нами описания экспериментальным данным видна из того, что для рассеяния  $\pi^+$  на протоне предсказанное значение энергии Померанчука совпадает с уже наблюдаемым значением /см. рис. 8, где экспериментальный коридор ошибок двух процессов при энергиях, более  $200 \text{ ГэВ}^2$ , имеет непустое пересечение/.

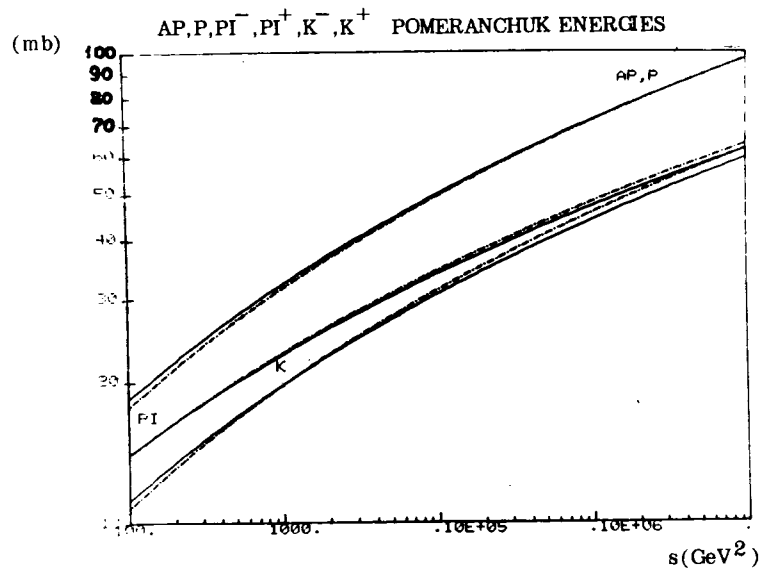


Рис. 13. Сплошные кривые на рисунке представляют нижний коридор ошибок для  $p$ ,  $\pi^-$ ,  $K^-$ -протонных полных сечений, пунктирные - верхний коридор ошибок для  $p$ ,  $\pi^+$ ,  $K^+$ -протонных полных сечений.

### ФИЗИЧЕСКАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ПОЛУЧЕННОГО ОПИСАНИЯ

С увеличением энергии столкновения адронов открывается все большее число каналов. Эти каналы можно описать приближенно амплитудами типа Брейта-Вигнера. Каждый такой канал характеризуется обменом определенных наборов квантовых чисел, которые нам пока не известны. С увеличением энергии к этим каналам прибавляются каналы с дополнительным рождением частицы-античастицы.

Можно поставить в соответствие каждому из членов суммы в эффективном радиусе совокупность всех таких каналов, характеризующихся определенным обменом /пока не известных/ квантовых чисел.

Экспериментально это можно проверить, установив существование кластеров в области энергии около каждого из максимумов соответствующей структуры эффективного радиуса.

С увеличением энергии начинают взаимодействовать "ядра" адронов, и их вклад в эффективный радиус есть фруассаровский член.

Равенство коэффициентов логарифмического роста различных процессов:  $\bar{p}p$ ,  $pp$ ,  $\pi^+p$ ,  $K^+p$  можно считать подтверждением трехкварковой модели адронов /18/.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получено описание полных сечений  $\bar{p}$ ,  $p$ ,  $\pi^+$ ,  $K^+$ -протонных взаимодействий с пороговых энергий в виде

$$\sigma_{\text{tot}}(s) = 2\pi R^2(s),$$

где эффективный радиус  $R(s)$  есть

$$R(s) = \sum_{i=1}^7 \frac{sp_i^2}{(\sqrt{s} - \mu_i)^2 + s\Gamma_i^2} + R(\ln s/s_0)^A,$$

$$A = 1,00 \pm 0,04.$$

Найденный вид эффективного радиуса позволяет сформулировать условия выхода на асимптотику в смысле теоремы Фруассара. Это поведение осуществляется в области энергии  $s = 10^5 \div 10^6 \text{ ГэВ}^2$ , т.е.  $\sqrt{s} = 300 \div 1000 \text{ ГэВ} / 10^{-16} \div 10^{-17} \text{ см}$  / одновременно для полных сечений рассеяния нуклонов, каонов на протоне.

Полученное описание подтверждает теорему Померанчука для полных сечений адронных взаимодействий.

На основе полученной структуры эффективного радиуса взаимодействия, по-видимому, можно построить атомноподобную модель адронов.

Авторы благодарны П.Н.Боголюбову, В.Р.Гарсеванишвили, В.И.Журавлеву, А.Н.Квинихидзе, В.Г.Кадышевскому, В.А.Матвееву, М.Д.Матееву, В.А.Мещерякову, Р.М.Мир-Касимову, А.Н.Сисакяну, Я.А.Сморонинскому, Л.А.Слепченко, И.Т.Тодорову, Р.Н.Фаустову и Д.В.Ширкову за многочисленные критические обсуждения, а также Л.Александрову и Д.Караджову за помощь при численных расчетах.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Боголюбов Н.Н. Теория симметрии элементарных частиц. В сб.: "Физика высоких энергий и теория элементарных частиц", Наукова думка, Киев, 1967.
2. Logunov A.A., Tavkhelidze A.N. *Nuovo Cim.*, 1963, 29, p. 380.  
Кадышевский В.Г., Тавхелидзе А.Н. Квазипотенциальный подход в релятивистской задаче двух тел. В сб.: "Проблемы теоретической физики", Наука, М., 1969;  
Логунов А.А., Хрусталева О.А. К проблеме двух тел в квантовой теории поля. В сб.: "Проблемы теоретической физики", Наука, М., 1972;  
Тодоров Ив., Ризов В. Задача за две тела в квантовой теории, Наука и искусство, София, 1974.
3. Kadyshevsky V.G. *Nucl.Phys.*, 1968, B86, p. 125; Kadyshevsky V.G., Mateev M.D. *Nuovo Cim.*, 1967, 55A, p. 276;  
Кадышевский В.Г., Мир-Касимов Р.М., Скачков Н.Б. Трехмерная формулировка релятивистской задачи двух тел. ЭЧАЯ, 1972, том 2, вып. 3, с. 637.
4. Mavrodiev S.Cht. *JINR, E2-7910, Dubna, 1974*;  
Mavrodiev S.Cht. *Fizika*, 1977, 9, p. 117.
5. Александров Л. ЖВМ и МФ, 1971, 11, с. 1;  
Александров Л. ОИЯИ, P5-5511, Дубна, 1970.
6. Александров Л. ОИЯИ, B1-5-9969, Дубна, 1976.
7. Hagedorn R. e.a. "SIGMA, a new language for interactive array-oriented computing", CERN 73-5, 1973.
8. Alexandrov L., Mavrodiev S.Cht. *JINR, E2-9936, Dubna, 1976*.
9. Соловьев Л.Д., Щелкачев А.В. О росте полных сечений при высоких энергиях. ЭЧАЯ, 1975, том 6, вып. 3, с. 571.
10. Froissart M. *Phys.Rev.*, 1961, 123, p. 1053;
- Марсен А. Теория рассеяния: унитарность, аналитичность и перекрестная симметрия. В сб.: "Общие принципы квантовой теории поля" под редакцией В.А.Мещерякова, Наука, М., 1977;  
Логунов А.А., Месквиришвили М.А., Петров В.А. Общие принципы квантовой теории поля и взаимодействия адронов при высоких энергиях. В сб.: "Общие принципы квантовой теории поля", под редакцией В.А.Мещерякова, Наука, М., 1977.
11. Померанчук И.Я. Равенство полных сечений взаимодействия нуклонов и антинуклонов. ЖЭТФ, 1958, 34, с. 725.
12. Mavrodiev S.Cht., Karadjov D. *JINR, E2-8896, Dubna, 1975*;  
Мавродиёв С.Щ. ОИЯИ, P2-8897, Дубна, 1975.
13. Barger V. *Reaction Mechanisms at High Energy, Plenary Session Talk at the XVII Int.Conf. on High Energy Physics, London (1974)*.
14. Kang K., Nicolescu B. *Phys.Rev.*, 1975, D11, 9, p. 2461.
15. Brachi E. e.a. *Compilation on Cross Sections, CERN/HERA, 72-1,2, 73-1*;  
Carol A.S. e.a. *Preprint Fermilab, Pub. 75, Exp-7100-104 (1975)*.
16. Heisenberg W. *Zs.Phys.*, 1936, 101, p. 533.
17. Donkov A.D. e.a. *The Fundamental Length as a Key to Physics at very High Energies. In: Proceedings of the XVIII Int.Conf. On High Energy Physics, Tbilisi (1976), A5-1, D1,2-10400, Dubna, 1977*.
18. Bogolubov P.N. *Models of Quark Bags and their Consequences. In: Proceedings of the XVIII Int.Conf. on High Energy Phys., Tbilisi, C99, D1,2-10400, Dubna, 1977*.

Рукопись поступила в издательский отдел  
13 декабря 1977 года.