

3
Б-24
'33



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

В.С. Барашенков, Ван Пей, Г.Ю. Кайзер

P - 733

К ТЕОРИИ
ПЕРИФЕРИЧЕСКИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
БЫСТРЫХ ЧАСТИЦ

Нисл. Рфиз., 1962, v 31, n 2, p 308-314

В.С. Барашенков, Ван Пей, Г.Ю. Кайзер

P - 733

1108/2 198.

К ТЕОРИИ
ПЕРИФЕРИЧЕСКИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
БЫСТРЫХ ЧАСТИЦ



А н н о т а ц и я

Получено выражение для энергетического спектра периферических мезонов в быстро движущемся нуклоне. Это спектр определяет разложение мезонного поля движущегося нуклона на плоские волны и может быть использован для расчета неупругих периферических столкновений быстрых частиц с нуклоном. В пределе далеких периферических столкновений рассматриваемая теория совпадает с теорией периферических столкновений Гайтлера и Пенга.

Abstract

An expression has been obtained for the energy spectrum of the peripheral mesons in a rapidly moving nucleon. This spectrum determines the expansion of the meson field of the moving nucleon into plane waves. It may be used for the calculations of inelastic peripheral collisions of high-energy particles with a nucleon. Within the limit of far peripheral collisions the theory under consideration coincides with that of peripheral collisions suggested by Heitler and Peng.

В в е д е н и е

В настоящее время нет последовательной теории сильных взаимодействий при больших энергиях; расчет таких взаимодействий выполняется с помощью приближенных полуфеноменологических теорий. Для расчетов неупругих взаимодействий в течение долгого времени использовалась статистическая теория Ферми. /Подробности, касающиеся таких расчетов, можно найти в обзорах^{/1-3/}/. Однако, постепенно накопились экспериментальные факты, которые не укладываются в рамки этой теории^{/3-6/}. Для объяснения этих фактов в работах^{/7,8/} была предложена модель центральных и периферических столкновений. Эта модель учитывает внутреннюю структуру сталкивающихся частиц и включает статистическую теорию Ферми, как частный случай. Анализ экспериментальных данных по неупругим взаимодействиям частиц при энергиях $T \gg 1$ Бэв указывает на очень большой вклад периферических взаимодействий^{/3,4/}.

В работах^{/9-12/} ^{1/} периферические взаимодействия изучались полюсным методом, а в работах^{/3,5,6/} - с помощью разложения мезонных полей сталкивающихся частиц на плоские волны, которые далее рассматривались как реальные "периферические мезоны". Такой подход впервые был разработан в электродинамике Вейцекером и Вильямсом и в последующем применялся к нуклон-нуклонным взаимодействиям Гайтлером и Пенгом^{/13/}.

Как показали сравнительные расчеты, в применении к неупругим взаимодействиям при больших энергиях полюсный метод и метод разложения на плоские волны в наиболее важных случаях приводят к близким результатам. Достоинством последнего метода является простота и наглядность. Целью настоящей статьи является более подробное рассмотрение и усовершенствование этого метода.

2. Разложение мезонного поля нуклона по плоским волнам

В работах^{/5-7/} при вычислениях использовался энергетический спектр периферических мезонов в нуклоне $\rho(r; \epsilon)$, полученный Гайтлером и Пенгом^{/13/} в

^{1/} Мы указали лишь первые работы; в настоящее время имеется уже очень много работ по этим вопросам.

предположении, что мезонное поле в нуклоне описывается классическим выражением

$$\varphi(r) \sim \pi \bar{\sigma} \bar{r} \frac{d}{dr} \frac{e^{-r}}{r} .$$

/Здесь и везде далее $\hbar = c = \mu = 1$; μ - масса π -мезона/. Однако, это выражение является плохим приближением в области $r < 1$ /8/.

Можно получить более точное выражение для $q(r; \epsilon)$ и одновременно установить пределы применимости теории Гайтлера-Пенга. Для этого учтем, что спектр периферических мезонов на расстоянии r от центра быстро движущегося нуклона в общем случае можно определить из сравнения двух выражений для плотности полного потока энергии мезонного поля нуклона в слое с радиусом r :

$$I(r) = \int_0^{\infty} \epsilon q(r; \epsilon) d\epsilon ; \quad /1/$$

$$I(r) = 2\pi r \int_{-\infty}^{+\infty} S(r; t) dt , \quad /2/$$

где

$$S = \gamma^2 \left[(1+\beta)^2 T^{10} - \beta (T^{00} + T^{11}) \right] -$$

x -ая компонента вектора Пойтинга-Умова в точке $x = 0$ в момент времени t ; $T^{\mu\nu} = \langle N | \hat{T}^{\mu\nu}(r; x) | N \rangle$ - среднее значение по состоянию физического нуклона компоненты тензора энергии-импульса мезонного поля в системе координат, связанной с нуклоном; $x' = \gamma(x - \beta t)$ /далее будем считать, что в системе координат, связанной с нуклоном, $x = 0$ /; $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$; β - скорость нуклона в лабораторной системе координат, параллельная оси x' . В тензоре $T^{\mu\nu}$ следует учитывать лишь члены, обусловленные энергией самих мезонов, но не энергией их связей с нуклонами. При этом $T^{\mu\nu} = T^{\nu\mu}$.

Нетрудно показать, что

$$T^{10} = \frac{1}{2(2\pi)^3} \int d^3(pq) \sqrt{\frac{\omega_q}{\omega_p}} p_i e^{i(\bar{p}-\bar{q})\bar{x}} \langle (a_p + a_{-p}^*) (a_{+q}^* - a_{-q}) \rangle ; \quad /3/$$

$$T^{00} + T^{11} = \frac{1}{2(2\pi)^3} \int d^3(pq) \frac{1}{\sqrt{\omega_p \omega_q}} e^{i(\bar{p}-\bar{q})\bar{x}} \times$$

$$\times \left\{ p_i q_i \langle (a_{-p}^* + a_p) (a_{+q}^* + a_{-q}) \rangle - \omega_p \omega_q \langle (a_{-p}^* - a_p) (a_{+q}^* - a_{-q}) \rangle \right\} ; \quad /4/$$

где $\omega_q^2 = 1 + q^2$, а скобками $\langle \dots \rangle$ отмечены средние значения нормальных произведений операторов мезонного поля.

Если рассматривать достаточно далекие периферические столкновения, то отдачей нуклона можно пренебречь и для вычисления средних значений в /3/ и /4/ воспользоваться теорией с фиксированным нуклоном /14/. Выражение для вектора S в этом случае будет иметь вид:

$$S(\bar{x}) = \frac{\delta^2}{(2\pi)^3} \int \frac{d^3(pq)}{\sqrt{\omega_p \omega_q}} e^{i(\bar{p}-\bar{q})\bar{x}} (\omega_p + \omega_q)^{-1} \sum_n (E_n + \omega_p)^{-1} (E_n + \omega_q)^{-1} \times \\ \times \left\{ (1 + \beta^2) \omega_p \omega_q p_i [T_q(n) T_p(n) - T_p(n) T_q(n)] - \right. \\ \left. - \beta [E_n(p, q, -\omega_p \omega_q) + p_i q_i (\omega_p + \omega_q)] [T_p(n) T_q(n) + T_q(n) T_p(n)] \right\}, \quad /5/$$

где

$$T_p(n) = \frac{i}{2\pi} \int \frac{V_p}{\sqrt{\omega_p}} \langle N + n\pi | \bar{p} \sigma \tau | N \rangle; \quad /6/$$

$f^2 = 0,08$ - перенормированная постоянная мезон-нуклонного взаимодействия;
 τ - оператор изотопического спина, V_p - форм-фактор источника мезонного поля. Суммирование производится по полной системе ортогональных состояний с $n = 0; 1; 2; \dots$ мезонами.

Из сравнения формул /2/, /5/ и /6/ можно усмотреть, что часть $S(\bar{x})$, пропорциональная $(1 + \beta^2)$, не дает вклада в $I(r)$ и ее можно далее не рассматривать.

В однонуклонном приближении выражение /5/ имеет вид:

$$S_0(\bar{x})_{n=0} = \frac{2\gamma^2\beta}{(2\pi)^5} f^2 \int d^3(pq) \frac{V_p V_q}{\omega_p^2 \omega_q^2} p_i q_i \bar{p} \bar{q} e^{i(\bar{p}-\bar{q})\bar{x}} \quad /7/$$

для нейтральных мезонов; и

$$S_{\pm}(\bar{x})_{n=0} = (1 + \tau_3) S_0(\bar{x})_{n=0} \quad /8/$$

для заряженных мезонов.

Мезонные поправки / $n > 0$ / можно выразить через интеграл от полных сечений взаимодействия π -мезонов с нуклонами $\sigma_{\pm}^{\pm} \equiv \sigma_{t \rightarrow t}^{\pm}(\pi^{\pm} p)$ /17/. Для этого заметим, что

$$T_p(n)T_q(n) + T_q(n)T_p(n) = 2 \frac{pq}{k^2} \frac{V_p V_q}{V_k^2} \frac{\omega_k}{\sqrt{\omega_p \omega_q}} T_k^+(n) T_k(n);$$

и

$$\frac{2\pi}{k} \sum_{n>0} \delta(E_n - \omega_n) T_k^+(n) T_k(n) =$$

$$= \frac{1+\tau_3}{2} \sigma_+ + \frac{1-\tau_3}{2} \sigma_-; \quad \frac{1-\tau_3}{2} \sigma_+ + \frac{1+\tau_3}{2} \sigma_-; \quad \sigma_0$$

/9/

соответственно для спектра \mathcal{P}^+ ; \mathcal{P}^- ; \mathcal{P}^0 - мезонов. Отсюда следует:

$$S_0(\bar{x})_{n>0} = \frac{2\gamma^2\beta}{(2\pi)^4} \int d^3(pq) \frac{V_p V_q \bar{p}\bar{q}}{\omega_p \omega_q (\omega_p + \omega_q)} e^{i(\bar{p}-\bar{q})\bar{x}}$$

$$\times \int_0^a dk \frac{\sigma_0(k)}{V_k^2} \frac{\omega_k \omega_p \omega_q - p_1 q_1 (\omega_k + \omega_p + \omega_q)}{(\omega_p + \omega_k)(\omega_q + \omega_k)},$$

/10/

где a - характерный размер форм-фактора; выражение для $S_{\pm}(\bar{x})_{n>0}$ получается из /10/ заменой сечения $\sigma_0(k)$ в соответствии с /9/.

Из сравнения соотношений /1/ и /2/ с соотношениями /7/ - /10/ получим после интегрирования в полярных координатах энергетический спектр периферических мезонов в слое с радиусом r :

$$q_{\pm}^2(r; \varepsilon) = \frac{2r}{\pi\beta} \frac{1}{\varepsilon} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} dp dq \frac{V_p V_{q'}}{\omega_p^2 \omega_{q'}^2} pq \left[\left(\frac{\varepsilon}{\gamma\beta} \right)^2 \mathcal{Y}_0(pr) \mathcal{Y}_0(qr) + pq \mathcal{Y}_1(pr) \mathcal{Y}_1(qr) \right] \times$$

$$\times \left\{ \left(\frac{\varepsilon f}{\gamma\beta} \right)^2 \left(\frac{1}{1 \pm \tau_3} \right) + 2\pi \frac{\omega_p \omega_{q'}}{\omega_p + \omega_{q'}} \int_0^a dk \left(\frac{\sigma_0(k)}{V_k^2} \left(\frac{1 \pm \tau_3}{2} \sigma_+(k) + \frac{1 \mp \tau_3}{2} \sigma_-(k) \right) \right) \times$$

/11/

$$\left. \frac{\omega_k \omega_p \omega_{q'} - \left(\frac{\varepsilon}{\gamma\beta} \right)^2 (\omega_k + \omega_p + \omega_{q'})}{(\omega_p + \omega_k)(\omega_{q'} + \omega_k)} \right\}.$$

Здесь $p'^2 = p^2 + (\varepsilon/\gamma\beta)^2$; $q'^2 = q^2 + (\varepsilon/\gamma\beta)^2$; $(\varepsilon > 1)$; \mathcal{Y}_0 и \mathcal{Y}_1 - известные функции Бесселя.

Полный энергетический спектр, определяющий периферические столкновения с параметрами удара $r \gg r_0$, получим интегрированием:

$$Q_{\pm}^2(r_0; \varepsilon) = \int_{r_0}^{\infty} q_{\pm}^2(r; \varepsilon) dr.$$

/12/

При больших энергиях сталкивающихся частиц средняя энергия периферических мезонов достаточно велика и сечения их взаимодействия не зависят от изотопических спинов^{/15/}. В этом случае сечение периферических взаимодействий определяется суммарным спектром $(Q_0 + Q_+ + Q_-)^2$ [/]. При меньших энергиях следует учитывать различия сечений взаимодействия π^+ , π^- и π^0 -мезонов. Это приводит, в частности, к различной энергетической зависимости для угловой асимметрии частиц, рождающихся в πp - и πn - столкновениях /а также в pp - и pn -столкновениях/. Это обстоятельство можно использовать для экспериментальной проверки теории периферических взаимодействий.

3. Численные расчеты и обсуждение

Если пренебречь мезонными поправками и положить $V_k = a^2 / (\kappa^2 + a^2)$, то интегрирование в $q(r; \epsilon)$ и $Q(r_0; \epsilon)$ может быть выполнено аналитически и выражение для спектра сильно упрощается:

$$Q_0(r_0; \epsilon) = \frac{f^2}{\pi \gamma \beta^3} \frac{\epsilon}{\gamma \beta} \left(\frac{a^2}{a^2 - 1} \right)^2 \times$$

$$\times \left\{ r_0^2 [K_0^2(r_0 s) - K_1^2(r_0 s) + a^2 (K_0^2(r_0 \epsilon) - K_1^2(r_0 \epsilon))] + \right.$$

$$+ 2r_0 [s K_0(r_0 s) K_1(r_0 s) + \epsilon K_0(r_0 \epsilon) K_1(r_0 \epsilon) +$$

$$\left. + \frac{2\epsilon}{a^2 - 1} K_0(r_0 s) K_1(r_0 \epsilon) - \frac{2a^2 s}{a^2 - 1} K_0(r_0 \epsilon) K_1(r_0 \epsilon) \right\}; \quad /13/$$

$$Q_{\pm}(r_0; \epsilon) = (1 \pm \tau_3) Q_0(r_0; \epsilon); \quad /14/$$

где $\beta^2 = a^2 + (\epsilon / \gamma \beta)^2$; $s^2 = 1 + (\epsilon / \gamma \beta)^2$; K_0 и K_1 - функции Бесселя.

^{2/} В области вне источника мезонного поля ($r > 1/a$) однонуклонная часть суммарного спектра совпадает с выражением, приведенным в^{/3/} /с точностью до опущенного в^{/3/} коэффициента $2\pi r$ /. При меньших параметрах удара различие обусловлено тем, что в^{/3/} учитывались члены, происходящие от $T_{int}^{N\bar{N}}$. Эти члены обусловлены энергией связи мезонов с нуклонами и в выражение /11/ не включены. Такой подход представляется нам более правильным.

На рис. 1 приведены значения функции $\frac{\delta^3}{\delta^2} Q_0(r_0; \epsilon)$, вычисленные для различных значений минимального параметра столкновений r_0 /при $a = 5,6/$. На рис. 2 указаны соответствующие сечения периферических NN -столкновений

$$\sigma_p = 2 \int_0^{\epsilon^*} \sigma_{\pi N}(\epsilon) Q(r_0; \epsilon) d\epsilon,$$

где $\epsilon^* = E - \sqrt{\frac{M}{2}(E+M)}$ - максимальная потеря энергии налетающего нуклона в лабораторной системе координат при условии, что энергией его отдачи пренебрегается; $E = \gamma M$ - полная энергия этого нуклона в лабораторной системе координат; M - его масса; $Q = Q_0 + Q_+ + Q_-$.

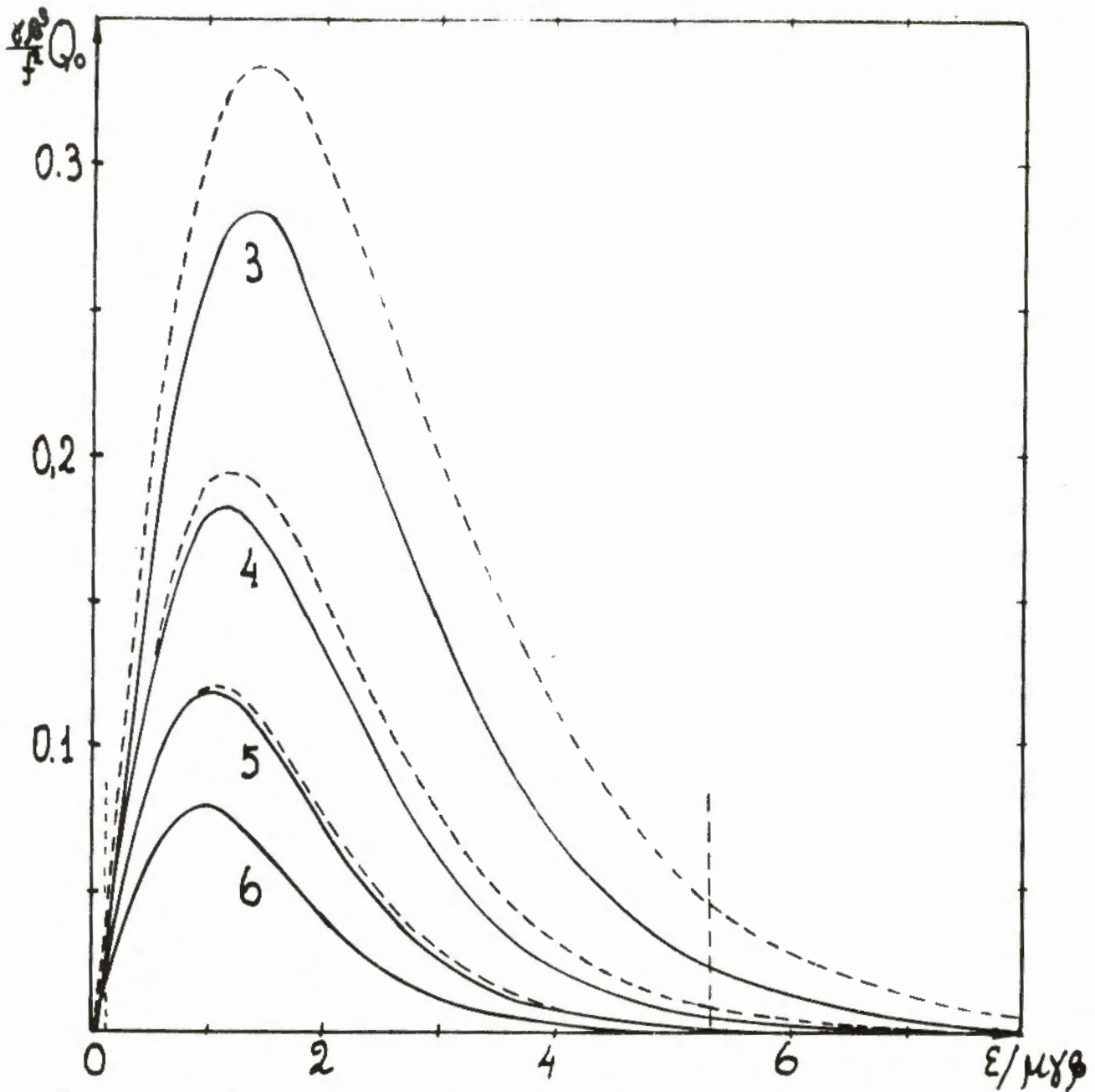
Для сравнения приведены также кривые, вычисленные по формуле Гайтлера-Пейга^{/13/}. Как видно, при $r_0 \geq 10^{-13}$ см расчеты со спектром Гайтлера-Пейга практически дают те же результаты, что и расчеты по более точной формуле /14/^{3/}. При меньших параметрах удара использование формулы Гайтлера-Пейга приводит к значительным ошибкам.

Отметим, что при значениях $r_0 < 2 \hbar / Mc$ большой вклад дают мезоны, энергия которых порядка энергии самого нуклона: $\epsilon \sim \epsilon^* \sim M$. При столкновении частиц в этом случае может передаваться очень большой импульс и метод Вейцекера-Вильямса оказывается неприменимым. С этой точки зрения более удобно разделять "центральные" и "периферические столкновения" не по величине параметра удара r_0 , а по величине энергии мезонов ϵ , определяющей передаваемый в столкновении импульс.

Оценки мезонных поправок к формуле /14/ оказываются значительно более сложной вычислительной задачей. Учет таких поправок при вычислениях аномального магнитного момента^{/17/}, средних квадратичных радиусов^{/18/}, электрической и магнитной поляризуемостей нуклона^{/19/} дает вклад, не превышающий 20% - 30% от вклада однонуклонного приближения. Можно надеяться, что в рассматриваемом случае мезонные поправки будут давать заметный вклад лишь при малых параметрах столкновений.

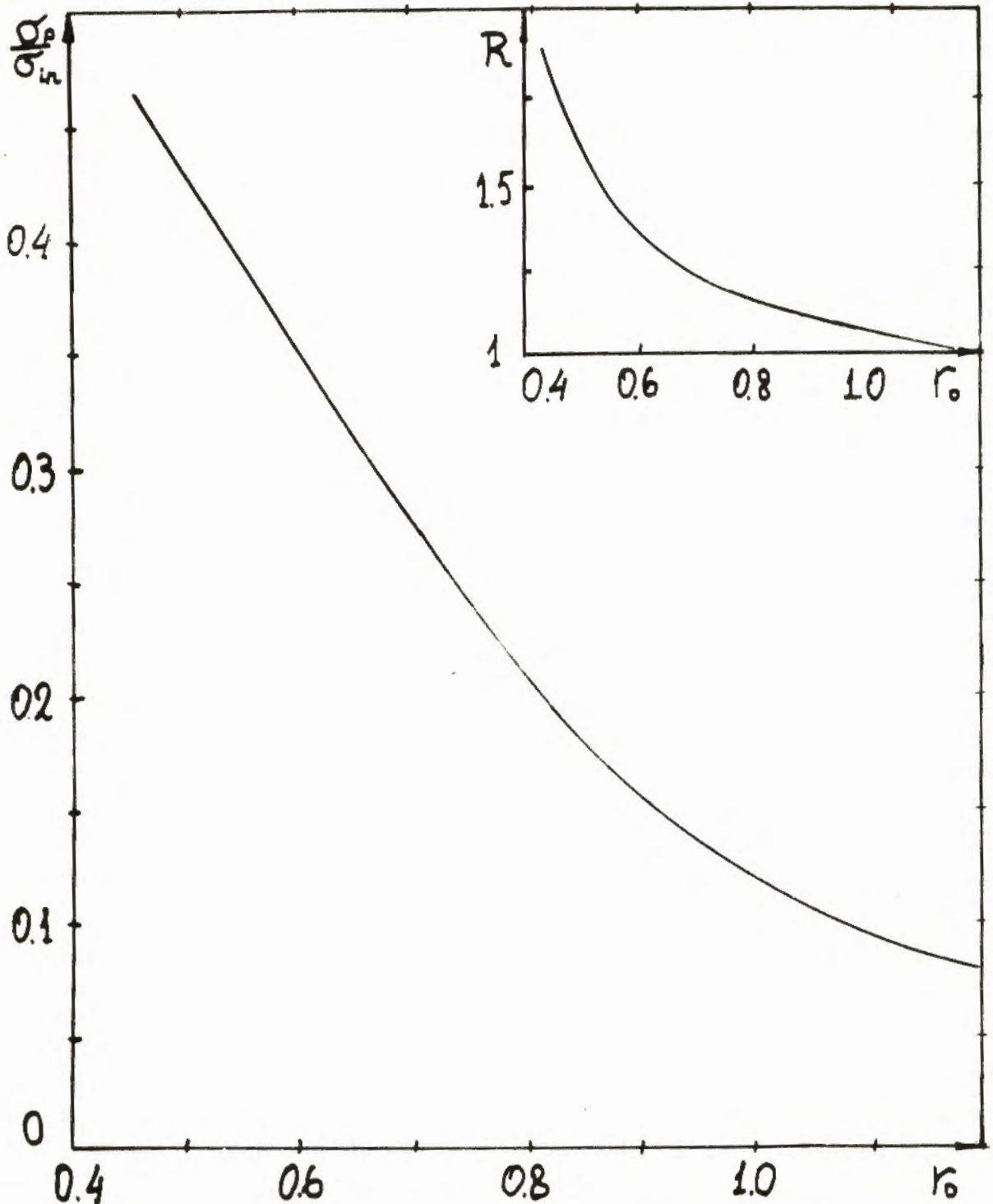
В заключение мы рады поблагодарить Д.И. Блохицева за обсуждения.

3/ Приведенные в работе^{/7/} сечения $\sigma_p = \sigma_p(r_0)$ следует увеличить в три раза, так как в этой работе не учтен спектр Q_{\pm} . Чтобы получить те же значения σ_p , что и в^{/7/}, необходимо выбрать меньшие значения параметра удара r_0 . Так как величина r_0 рассматривалась в качестве подгоночного параметра, то выводы работы^{/7/} при этом не изменяются. Соответствующие изменения величины r_0 необходимо сделать также в работах^{/5,6/}. При этом следует также учесть изменение экспериментального значения $\sigma_{in}(NN)$ от 22 мб до 32 мб^{/16/}. В результате для каждого заданного значения r_0 величина отношения $\sigma_p(NN) / \sigma_{in}(NN)$ увеличивается приблизительно в два раза.



Р и с. 1.

Спектр периферических π^0 -мезонов в нуклоне. Сплошными и пунктирными кривыми нанесены соответственно значения, вычисленные по формуле /15/ и по формуле Гайтлера-Пенга /13/. Цифры у кривых указывают значения r_0 в нуклонных массах: $r_0 = n/M \approx 0,21 \cdot n \cdot 10^{-13}$ см ($n = 3, 4, 5, 6$). Вертикальными пунктирами отмечены пределы интегрирования $M/(M c^2)$ и $E^*/(M c^2)$ для случая NN -столкновений при энергии $T = 10$ Бэв ($\gamma = 11,84$; лабор. система); M - масса π -мезона.



Р и с. 2. Доля, которую периферические столкновения составляют от полного сечения неупругих MM -столкновений при энергии $T = 10$ Бэв /лабор.система/. На отдельном графике приведено отношение сечений σ_p , вычисленных по формуле Гайтлера-Пенга /13/, к значениям, вычисленным по формуле /15/:

$$R = \frac{(\sigma_p)_{г.-п.}}{10^{-13} \text{ см.}^2} / (\sigma_p)_{\text{каше}}$$

Значения γ_0 даны в единицах 10^{-13} см.

Л и т е р а т у р а

1. С.З. Беленький, В.М. Максименко, А.И. Никишов, И.Л. Розенталь. УФН, 62, 1 /1957/.
2. R. Hagedorn. Fortschritte der Phys., 9, 1 (1961).
3. V.S. Varashenkov. Fortschritte der Phys., 9, 29 (1961).
4. V.S. Varashenkov, V.A. Belyakov, E.G. Bubelev, Wang Shou Feng, V.M. Maltsev, Ten Gyn, K.D. Tolstov. Nucl. Phys., 9, 74 (1953).
5. V.S. Varashenkov, V.M. Malzev, E.K. Mihul. Nucl. Phys. 13, 583 (1958); 17, 377 (1960).
6. V.S. Varashenkov. Nucl. Phys., 15, 486 (1960).
7. D.I. Blokhintsev. CERN, Symposium, 2, 155 (1958).
8. Д.И. Блохинцев, В.С. Барашенков, Б.М. Барбашов. УФН 68, 417 /1959/.
9. И.М. Дремин, Д.С. Чернавский. ЖЭТФ, 38, 28 /1960/.
10. И.М. Дремин. ЖЭТФ, 39, 122 /1960/.
11. F. Salzman, G. Salzman. Phys. Rev., 120, 599 (1960); Phys. Rev. Lett., 5, 377 (1960).
12. D.I. Blokhintsev, Wang Yung. Nucl. Phys., 22, 410 (1961).
13. W. Heitler, H.W. Peng. Proc. RIA 49, 101 (1943).
14. G.E. Chew, F.E. Low. Phys. Rev., 101, 1570 (1956).
15. В.С. Барашенков. УФН, 72, 53 /1960/.
16. В.С. Барашенков. УФН /в печати/; препринт ОИЯИ Д-630, /1960/.
17. H. Miyazawa. Phys. Rev., 101, 1564 (1956).
18. S.B. Treiman, R.G. Sachs. Phys. Rev., 103, 435 (1956).
19. V.S. Varashenkov, H.Y. Keiser, A.A. Ogreba. Nuovo Cim. /в печати/.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 апреля 1961 г.