

-70

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

P-307

Д.И. Блохинцев, В.С. Барашенков, Б.М. Барбашов

СТРУКТУРА НУКЛОНА

И ПИОН-ПИОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

Nuovo Cim., 1959, v.12, n.6, p.602-610.

Дубна, 1959 год

P-307

Д.И. Блохинцев, В.С. Барашенков, Б.М. Барбашов

СТРУКТУРА НУКЛОНА
И ПИОН-ПИОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

А н н о т а ц и я

На основе теории протяженного источника вычислена плотность мезонного облака в нуклоне. Определена периферия нуклона как область применимости одно-мезонного состояния. Дана оценка сечения взаимодействия пионов и проведено сравнение найденного из опыта коэффициента поглощения пионов в нуклоне с вычисленным из оптической модели.

§ 1. В в е д е н и е

Еще несколько лет тому назад анализ потерь энергии и множественности мезонов, рождающихся при столкновении энергичных нуклонов привел нас к заключению о целесообразности различать три типа столкновений нуклонов: керн с керном / KK /, пионное облако с керном / $K\hat{N}$ / и, наконец, столкновения пионных облаков / $\hat{N}\hat{N}$ /^{1,2/}. При этом имелось в виду, что столкновения первого типа / KK / следует рассматривать методами статистической теории Ферми, столкновения второго типа / $K\hat{N}$ / - применением метода прицельного параметра и мезонной теории.

Вклад столкновений типа / $\hat{N}\hat{N}$ /, по всей видимости, невелик /см.далее § 4, а также^{12/}/. Развитие теории периферийных столкновений / $\hat{N}K$ / было бы возможно только на основе теории пионного облака нуклона. Теория этого облака была развита в работах Г.Чью^{14/}, Г. Зальцмана^{14/} и др.

Однако в более позднее время справедливость классической картины пионного облака в реальных нуклонах была подвергнута серьезным сомнениям на основании работ Р.Хофстадтера /см.^{15/},^{16/}/ по изучению распределения заряда и магнитного момента в нуклонах.

Особенно существенным получалось расхождение между большой величиной электрического радиуса протона и малой величиной для нейтрона. Эти трудности привели к возникновению совсем отличных точек зрения на структуру нуклона^{17,8/}, и даже к сомнениям в применимости электродинамики на расстояниях порядка 10^{-13} см^{16,9/}.

Между тем, все эти сомнения, как нам представляется, в большой мере основаны на недостаточно ясном понимании того обстоятельства, что обычная ин-

терпретация опытов Р.Хофстадтера:

/Здесь F_{1p} , F_{1n} - электрические и F_{2p} , F_{2n} - магнитные формфакторы для протона и нейтрона/ на самом деле не является ни однозначной, ни точной, а только возможной.

$$F_{1p}(q) = F_{2p}(q) = F_{2n}(q); F_{1n}(q) = 0$$

Противоречие, которое якобы возникает между законом распределения плотности заряда мезонов по теории Юкавы $\sim e^{-a^2/r^2}$ и полученным на опыте распределением заряда $\sim e^{-\beta r}$ также не имеет никакого реального значения, так как области применимости этих выражений совершенно различны.

Все эти обстоятельства заставили нас проанализировать пространственную картину распределения плотности заряда и магнитного момента в нуклоне, вытекающую из теории протяженных источников и сравнить ее с опытными данными. Этому посвящены §§ 2,3.

В § 4 рассматривается приложение теории пионного облака в нуклонах к оценке сечения / $\pi\pi$ / - взаимодействия.

§ 2. Керн нуклона и пионное облако

Мы будем предполагать, что первым приближением является не голый, точечный нуклон, а нуклон, распределенный по области $a \approx \hbar/Mc$ / M - масса нуклона/.

Это распределение возникает из-за образования виртуальных нуклонов, анти-нуклонов и странных частиц и является источником пионного облака в нуклоне^{x/}.

Если через $\mathcal{V}(\kappa)$ обозначить компоненту Фурье этого распределенного источника, то выражения для плотности заряда ρ_{π} и для плотности магнитного момента в этом облаке \bar{m}_{π} гласят /см. работу^{16/} /:

$$\rho_{\pi}(z) = -e\mu^3 \tau_3 \frac{4f^2}{(2\pi)^5} \int \frac{\mathcal{V}(\kappa) \mathcal{V}(\kappa')}{\omega \omega' (\omega + \omega')} (\bar{\kappa} \bar{\kappa}') e^{i(\bar{\kappa} - \bar{\kappa}')z} d^3(\kappa \kappa'); \quad /1/$$

$$\bar{m}_{\pi}(z) = -e\mu^3 c \tau_3 \frac{2if^2}{(2\pi)^5} \int \frac{\mathcal{V}(\kappa) \mathcal{V}(\kappa')}{\omega^2 \omega'^2} \bar{\kappa} (\bar{\sigma} \cdot [\bar{z} [\bar{\kappa} \bar{\kappa}']]) e^{i(\bar{\kappa} - \bar{\kappa}')z} d^3(\kappa \kappa') \quad /2/$$

^{x/} Можно сказать, что модель И.Е.Тамма / loc.cit/ применяется не по всему нуклону, а только к его центральной области.

В этих формулах все длины измерены в единицах $1/\mu = 1,4 \cdot 10^{-13}$ см; масса пиона положена равной единице; $\vec{\sigma}$ - матрица Паули; τ_3 - матрица изотопического спина; $\omega = \sqrt{k^2 + 1}$.

Выражения /1/ и /2/ являются первыми приближениями и учитывают вклад только однопионного состояния.

Полная же плотность зарядов и магнитного момента в нуклоне равна:

$$\rho(r) = \rho_{\pi}(r) + \rho_{\kappa}(r); \quad \vec{m}(r) = \vec{m}_{\pi}(r) + \vec{m}_{\kappa}, \quad /3/$$

где через $\rho_{\kappa}(r)$ и $\vec{m}_{\kappa}(r)$ обозначены плотности электрического заряда и магнитного момента, сосредоточенные в центральной части нуклона и обусловленные парами нуклонов и антинуклонов, и странными частицами /заряды и магнитный момент ядра нуклона/, а также двух-трех- и другими высшими пионными состояниями. В настоящее время мы еще очень мало знаем об этих состояниях и пока будем причислять их к ядру нуклона.

Выражение /1/ легко привести к виду:

$$\rho_{\pi}(r) = e \mu^3 \tau_3 \frac{4f^2}{(2\pi)^5} \int_0^{\infty} d\xi \left(\frac{dI}{dz} \right)^2, \quad /4/$$

где

$$I(z) = \int \frac{U(k)}{\omega} e^{i\vec{k}\vec{z} - \xi\omega} d^3k, \quad /5/$$

а ξ - вспомогательная переменная.

Выполняя здесь интегрирование по углам и обозначая $U(k) \equiv V(\omega)$, получим

$$I(z) = \frac{2\hat{f}}{iz} V\left(-\frac{d}{d\xi}\right) Q(\xi; z) + \text{компл. сопр.} \quad /6/$$

$$Q(\xi, z) = \int_1^{\infty} e^{-\xi\omega + iz(\omega^2 - 1)^{1/2}} d\omega. \quad /7/$$

Полагая далее $\omega = ch^{\dagger}$ и вводя $\rho = \sqrt{\xi^2 + z^2}$, после некоторых выкладок получим:

$$I(z) = -\frac{4\hat{f}}{z} V\left(-\frac{d}{d\xi}\right) \frac{dK_0(\rho)}{d\rho}, \quad /8/$$

где $K_0(\rho)$ - известная функция Бесселя.

Функция $\mathcal{V}(\kappa) \equiv V(\omega)$ играет роль обрывающего фактора. Мы выберем ее в виде

$$V(\omega) = e^{-\beta(\omega-1)} \quad /9/$$

где $1/\beta$ - частота обрывания.

Только при таком выборе $V(\omega)$ операция $V(-\frac{d}{d\xi})$ имеет простой смысл смещения $\xi \rightarrow \xi + \beta$.

Используя теперь /4/ и /8/, легко получим:

$$\rho_{\mathcal{H}}(z) = e^{\mu^3 c \tau_3} \frac{f^2}{\pi^3} e^{2\beta} z^2 \int_{\sqrt{z^2 + \beta^2}}^{\infty} \frac{d\rho}{\rho^3 \sqrt{\rho^2 - z^2}} \cdot \mathcal{K}_2^2(\rho) \quad /10/$$

Здесь $\mathcal{K}_2(\rho)$ - функция Бесселя. Подобным же образом может быть вычислено распределение магнитного момента:

$$\bar{m}_{\mathcal{H}}(z) = e^{\mu^3 c \tau_3} \frac{f^2}{2(2\pi)^3} e^{2\beta} [\bar{z} [\bar{\sigma} \bar{z}]] \left\{ \int_{\sqrt{z^2 + \beta^2}}^{\infty} \frac{d\rho}{\rho \sqrt{\rho^2 - z^2}} \mathcal{K}_2(\rho) \right\}^2 \quad /11/$$

Асимптотические выражения для этих величин не зависят от формы обрывающей функции и имеют вид:

$$\rho_{\mathcal{H}}(z) = e^{\mu^3 c \tau_3} \frac{f^2}{2\pi^{3/2}} \frac{e^{-2z}}{z^{5/2}} + \dots \quad /12/$$

$$\bar{m}_{\mathcal{H}}(z) = e^{\mu^3 c \tau_3} \frac{f^2}{16\pi} [\bar{z} [\bar{\sigma} \bar{z}]] \frac{e^{-2z}}{z^4} + \dots \quad /13/$$

§ 3. Численные результаты

Вообще величины $\rho_{\mathcal{H}}(z)$ и $\bar{m}_{\mathcal{H}}(z)$ существенно зависят от формфактора источника $V(\omega)$, а при нашем наборе $V(\omega)$ - от величины β .

Мы выбрали величину β таким образом, чтобы рассчитанная фаза ρ - волны для рассеяния пионов на нуклоне наилучшим образом согласовывалась с опытом в области малых энергий. Вычисления показали, что $\beta = -1/7$. Этот выбор соответствует также формфакторам, принятым в работах /4, 10/.

При этом средние квадратичные электрический и магнитный радиусы оказываются равными: $\langle r_e^2 \rangle_n = 0,19$ и $\langle r_m^2 \rangle_n = 0,40$.

Для заряда пионного облака $e Q_n$ и пионного магнитного момента получим: $Q_n = 0,76$ и $\mu_n = 1,25$.

Обратимся теперь к более подробному рассмотрению электрического радиуса нуклона. По определению этот радиус равен

$$\langle r_e^2 \rangle = \frac{1}{e} \int r^2 \rho(r) d^3x \quad /14/$$

где ρ - полная плотность зарядов пионного облака и ядра нуклона.

Положим $\rho_k = Q_k \rho_c$, где Q_k - полный заряд ядра, и обозначим

$$\langle r_e^2 \rangle_c = \frac{1}{e} \int r^2 \rho_c(r) d^3x \quad /15/$$

Разлагая теперь заряд ядра Q_k на скалярную Q_k^s и векторную Q_k^v части, мы можем записать /14/ в виде:

$$\langle r_e^2 \rangle = \tau_3 \langle r_e^2 \rangle_n + (Q_k^s - \tau_3 Q_k^v) \langle r_e^2 \rangle_c \quad /16/$$

Изотопическая симметрия этого выражения очевидна.

Так как для нейтрона $Q_p + Q_n = 0$ и $Q_k^s = 0,5$, то $Q_k^v = 0,26$.

Из опыта известно, что средний квадратичный радиус нейтрона $\langle r_e^2 \rangle_n \approx 0$ поэтому из /16/ следует:

$$\langle r_e^2 \rangle_c = \langle r_e^2 \rangle_n / (Q_k^s + Q_k^v) \quad /17/$$

и

$$\langle r_e^2 \rangle_p = \langle r_e^2 \rangle_c \quad /18/$$

Учитывая приведенные выше значения Q_K и $\langle r_e^2 \rangle_p$, находим, что $\langle r_e^2 \rangle_c = /0,5/2 \approx /0,7 \cdot 10^{-13} \text{ см}/^2$.

Таким образом, полагая электрический радиус нейтрона равным нулю, мы получаем разумное значение для радиуса протона. Форма распределения заряда в ядре остается еще достаточно произвольной /т.к. известно только значение Q_K и $\langle r_e^2 \rangle_c$ /. Для определенности мы выберем $\rho_c(r)$ в виде:

$$\rho_c(r) = \frac{e}{8\pi a^3} e^{-r/a} \quad /19/$$

При этом

$$\langle r_e^2 \rangle_c = 12 a^2 \quad /20/$$

Теперь, чтобы получить $\langle r_e^2 \rangle_c = 0,25$, надо взять

$$a = 1/4 \approx \hbar/Mc = 2 \cdot 10^{-14} \text{ см}$$

Таким образом, /19/ есть пример ядра, который характеризуется малой длиной

$a \approx \hbar/Mc$ и в то же время имеет большой средний квадратичный радиус.

В таблице 1 приведены значения плотности электрического заряда в сферическом слое $d_p(r) = 4\pi r^2 \rho_p(r)$ ^{2/}, а на рис.1а и 1б изображены распределения плотности заряда в протоне и нейтроне и их ядрах.

Кривая для протона практически совпадает с кривой, проводимой в работе Р.Хофстадтера ^{15/}. Что же касается плотности заряда в нейтроне, то видно, что она осциллирует около нуля, чем и объясняется малый электрический радиус нейтрона. На рис.1а и 1б вертикальной линией отделена область однопикетной "атмосферы" нуклона от той области, где уже существенно примешиваются заряды ядра.

Как видно, в области "атмосферы" $r > 1,4 \cdot 10^{-13}$ см. Область, где законны асимптотические разложения /12/ и /13/, лежит еще дальше; это, так сказать, "стратосфера" нуклона.

Число мезонов, содержащихся в этой области, ничтожно мало.

^{x/} Вычисленные нами значения $\rho_p(r)$ существенно отличаются от приведенных в ^{11/}. Однако, как сообщено в ^{12/}, численные данные работы ^{11/} ошибочны.

Аналогичным образом можно рассмотреть и магнитную структуру нуклона. Выбирая распределение магнитного момента ядра нуклона снова в виде:

$$m_c(r) = \frac{\mu}{8\pi a^3} e^{-r/a} \quad /21/$$

и полагая $a = 1/\gamma$, из условия $m = \tilde{\tau}_3 \cdot 1,85 \cdot \frac{e\hbar}{2Mc}$ получим для средних квадратичных магнитных радиусов протона и нейтрона значения

$$\langle r_m^2 \rangle_n = \langle r_m^2 \rangle_p = (0,7 \cdot 10^{-13} \text{ см})^2.$$

Таким образом, основные результаты группы Р.Хофстадтера:

$$\langle r_e^2 \rangle_n \approx 0; \quad \langle r_e^2 \rangle_p \approx \langle r_m^2 \rangle_p \approx \langle r_m^2 \rangle_n \approx (0,8 \cdot 10^{-13} \text{ см})^2$$

могут быть согласованы с представлениями современной мезонной теории. При этом распределение электрического заряда и магнитного момента ядра определяется малой длиной $a = \hbar/Mc \ll \hbar/m_\pi c$

§ 4. Пионное облако и взаимодействие пионов

При рассеянии пионов на нуклонах с параметром удара $b > \hbar/m_\pi c$ можно считать, что рассеяние будет вызвано исключительно взаимодействием виртуальных пионов нуклона с падающим пионом.

Мы обратимся теперь к вычислению коэффициента поглощения пионов в этой области.

Для этого оценим сначала сечение пион-пионного взаимодействия. Пионы можно рассматривать как частицы, состоящие из виртуальных нуклон-антинуклонных пар /ср. /13/. При этом

$$\mathcal{F}^+ = \rho \cdot \tilde{n}; \quad \mathcal{F}^- = \tilde{p} \cdot n; \quad \mathcal{F}^0 = 2^{-1/2} (\rho \cdot n + \tilde{p} \cdot \tilde{n})$$

и гипотетический пион $\mathcal{F}_0^0 = 2^{-1/2} (\rho \cdot n - \tilde{p} \cdot \tilde{n})$ /ср. /14/. Здесь ρ , n - протон и нейтрон, а \tilde{p} , \tilde{n} - антипротон и антинейтрон.

Эта точка зрения на пион, как на сложную частицу, позволяет рассматривать размер пиона a , как расстояние между частицами и античастицами, на которые виртуально диссоциирует пион. Вследствие сильного взаимодействия нуклонов сечение пион-пионного взаимодействия будет

$$\sigma_{\pi\pi} \approx \pi a^2 \quad /22/$$

Расстояние a мы можем оценить из разности масс π^\pm - и π^0 - мезонов, которая составляет $9m_0 / m_0$ - масса электрона/ и является разностью электромагнитных энергий заряженного и нейтрального пионов. Эта разность равна

$$\Delta E = \alpha \frac{e^2}{a} + \beta \left(\frac{e\hbar}{2Mc} \right)^2 \frac{m^2}{a^3} \quad /23/$$

Здесь первый член - электростатическая энергия, а второй - магнитная энергия; числа α , β порядка единицы, m - полный магнитный момент нуклона ($1m \approx 2$). Полагая $\Delta E = 9m_0c^2$, найдем $a \approx 2\hbar / Mc$ и, следовательно,

$$\sigma_{\pi\pi} \approx 5 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2.$$

Для коэффициента поглощения пионов $K(\nu)$ можно приближенно написать

$$K(\nu) \approx \sigma_{\pi\pi} \cdot n(\nu), \quad /24/$$

где $n(\nu)$ - плотность пионов в "атмосфере" нуклона. В области однопионного состояния $n(\nu) \approx \frac{1}{2} \frac{3}{2} \rho(\nu)$ /фактор 3/2 учитывает наличие нейтральных мезонов/.

На рис.2 приведена кривая $K(\nu)$, вычисленная по данным таблицы 1. При этом мы положили

$$\sigma_{\pi\pi} = 5 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$$

Там же приведена кривая $K(\nu)$, вычисленная из экспериментальных данных для пионов с энергией $E = 1,3$ Бэв и $E = 5$ Бэв по оптической модели /ср. /15/ /.

Как видно, согласие получается лишь в самых общих чертах.

Однако, на лучшее и вряд ли можно было рассчитывать, так как в области $\nu = 0,2 - 1$ состав нуклонной "атмосферы" не сводится к однопионному состоянию, а точный состав $\rho_K(\nu)$ нам неизвестен.

В области же $\nu \approx 1$ значения $K(\nu)$, полученные по оптической модели, очень сомнительны.

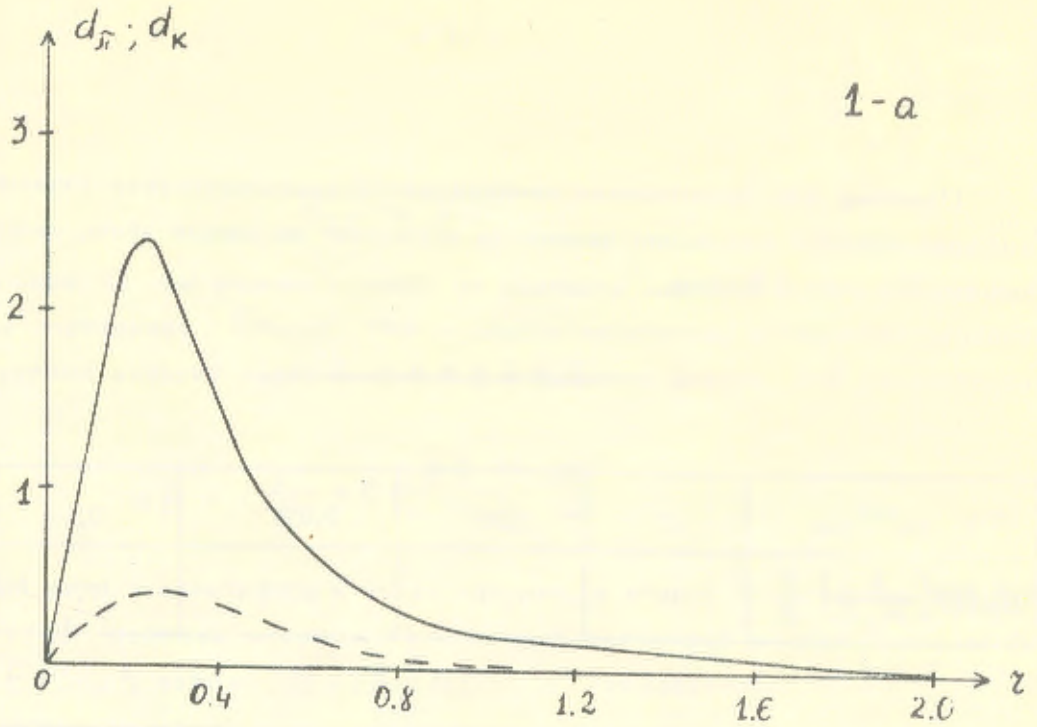
Поэтому для определения пион-пионного взаимодействия точные измерения дифракционного рассеяния пионов на нуклонах, на малые углы, кажутся очень важными и обещающими.

Т а б л и ц а 1

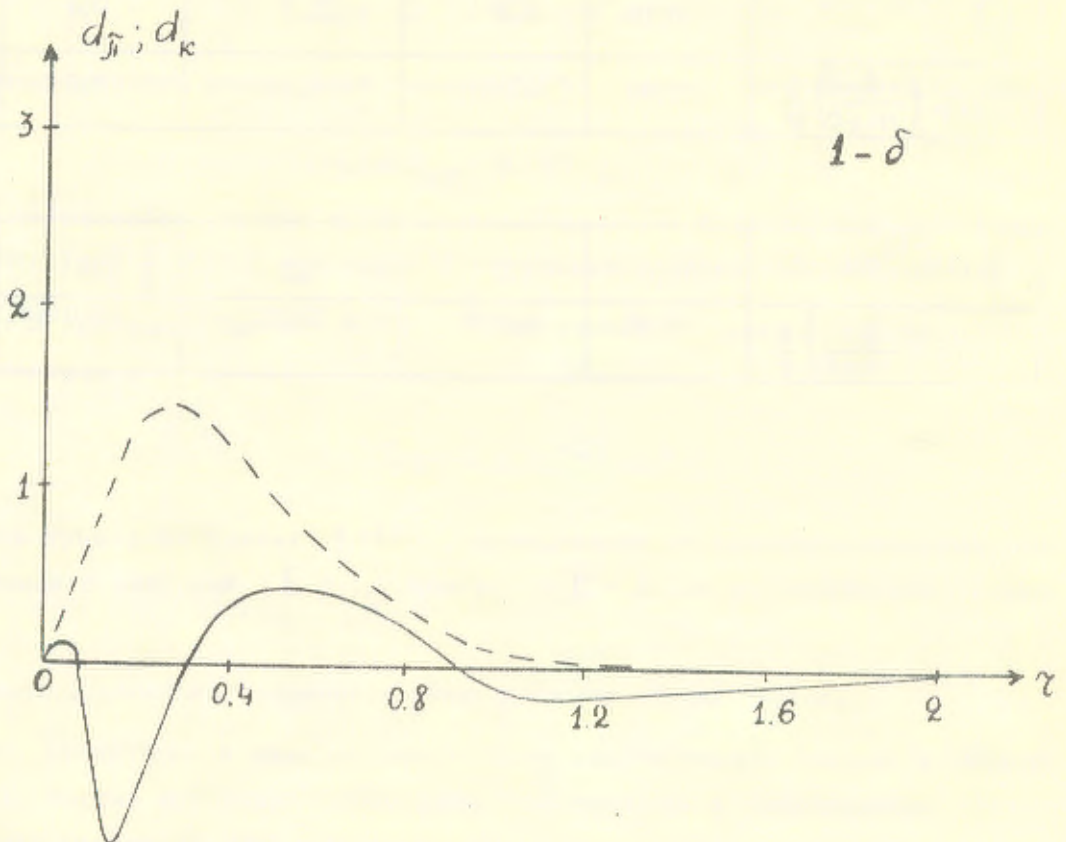
| | | | | | |
|---|---|------|-------|------|-------|
| $\chi \cdot 10^{+13} \text{ см}$ | 0 | 0,05 | 0,077 | 0,1 | 0,125 |
| $d_{\pi}(\chi) \left(\frac{\hbar}{m_{\pi}c} \right) \frac{1}{e}$ | 0 | 0,17 | 0,58 | 1,13 | 1,6 |

| | | | | | |
|---|------|------|------|-----|------|
| $\chi \cdot 10^{+13} \text{ см}$ | 0,15 | 0,2 | 0,3 | 0,4 | 0,5 |
| $d_{\pi} \left(\frac{\hbar}{m_{\pi}c} \right) \frac{1}{e}$ | 1,95 | 2,05 | 1,46 | 0,9 | 0,55 |

| | | | | | |
|---|------|-------|-------|--------|--|
| $\chi \cdot 10^{+13} \text{ см}$ | 0,6 | 1,0 | 1,5 | 20 | |
| $d_{\pi} \left(\frac{\hbar}{m_{\pi}c} \right) \frac{1}{e}$ | 0,35 | 0,146 | 0,082 | 0,0145 | |



1-a



1-d

Рис.1. Электромагнитное строение нуклона. a - строение протона; δ - строение нейтрона. Сплошной кривой отмечено распределение электрического заряда в протоне и нейтроне; пунктирной кривой - соответствующие распределения электрического заряда в ядрах протона и нейтрона. z в единицах $\hbar/m_p c = 1,4 \cdot 10^{-13}$ см.
 $d(r)$ и $d_k(z)$ в единицах $e(\frac{m_p c}{\pi})$.

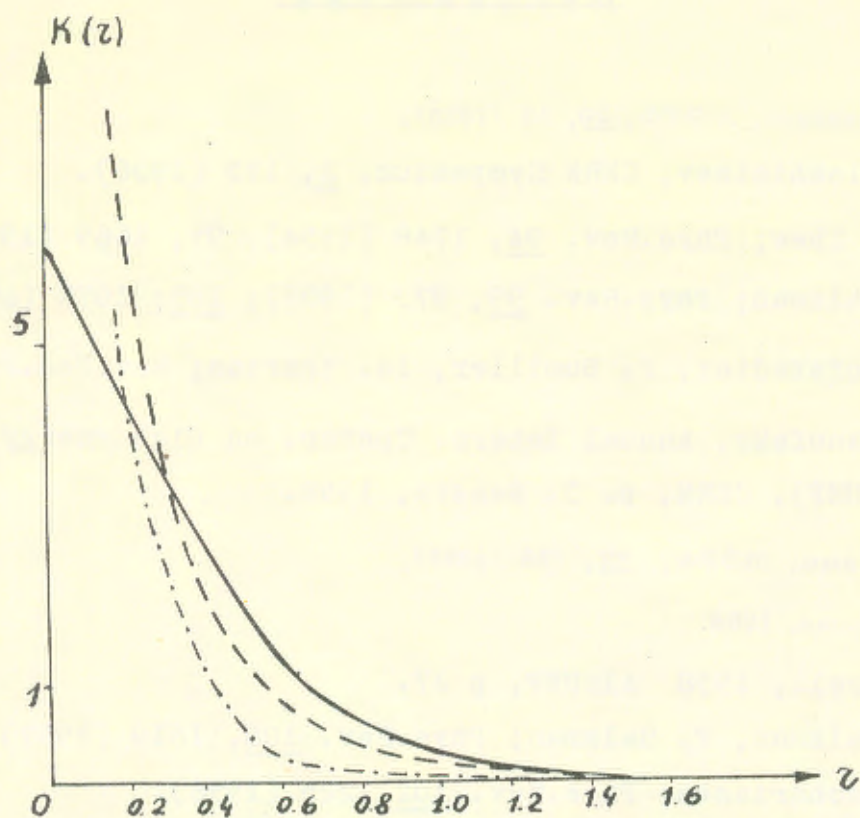


Рис. 2. Сплошная кривая - средний коэффициент поглощения пионов в нуклоне $\kappa = \kappa(z)$ для $E = 1,3$ Бэв. Пунктирная кривая - то же для $E = 5$ Бэв. Штрих-пунктирной кривой представлены значения $\kappa = \kappa(z)$, рассчитанные исходя из $\rho(z) = \rho_p(z) + \rho_\kappa(z)$
 z в единицах 10^{-13} см. $\kappa(z)$ в единицах 10^{+13} см.

Л и т е р а т у р а

1. Д.Блохинцев, ЖЭТФ, 29, 33 /1955/.
2. D. Blokhintsev, CERN Symposium, 2, 155 (1956).
3. G.F. Chew; Phys.Rev. 94, 1748 (1954); 95, 1669 (1954).
4. G. Salzman; Phys.Rev. 99, 973 (1955); 105; 1076 (1957).
5. R. Hofstadter, F. Bumiller, 14. Yearian; Rev.Mod.Phys. 30,482,
(1958).
6. W. Panofsky, Annual Intern. Confer. on High Energy Physics
(AICHEP), CERN, p. 3. Geneva, 1958.
7. И.Е.Тамм, ЖЭТФ, 32, 178 /1957/.
8. Дискуссия, 1958.
9. S. Drell, 1958 AICHEP, p 27.
10. G. Salzman, F. Salzman; Phys.Rev. 108, 1619 (1957).
11. F. Zachariasen; Phys.Rev. 102, 225 (1956).
12. D.R. Yennie, M.M. Levy, D. Ravenhall; Rev.Mod.Phys. 29, 144 (1957).
13. E. Fermi; C. Yang; Phys.Rev. 76, 1739 (1949).
М.А.Марков "Гипероны и К-мезоны", ГТИ, 1958.
14. A.M. Maldin; Nuovo Cimento, (1958).
15. D.I. Blockhintsev, V.S. Barashenkov, V.G. Grishin; Nuovo Cimento
9, 249 (1958).

Работа поступила в издательский отдел 27 февраля 1959 года.