

**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P2-86-408

Г.Г.Бунатян

**ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗАРЯДА НУКЛОНА**

1986

1. Распределение электрического заряда - существенная характеристика нуклона, непосредственно отражающая особенности его строения. Необходимость рассматривать нуклон как сложную систему была осознана давно /см., например, /1,2/ /. Сейчас, благодаря тому, что на основе КХД для описания нуклонов развита модель мешков /3/, исследование распределения электрического заряда нуклона /как и иных его свойств/ приобретает вполне определенный физический смысл. Теперь ясно, почему нуклон обладает свойствами не точечной частицы, а сложной составной системы конечного размера. Непосредственным отражением сложного строения нуклона, распределения электрического заряда в нем служит измеряемый на опыте средний квадратичный зарядовый радиус нуклона $\langle r_N^2 \rangle$. Особенно интересно исследование распределения электрического заряда в нейтроне - электрически нейтральной частице. Величины $\langle r_N^2 \rangle$ получаются из опытов по рассеянию электронов и мюонов на протонах и дейтронах, электророждению пионов на нуклонах, рассеянию медленных нейтронов на электронах сложных атомов /см. /4/ /. Из обработки этих опытных данных извлекается величина

$$\langle r_N^2 \rangle = \langle r_{in}^2 \rangle_N + \langle r_F^2 \rangle_N,$$

/1/

$$\langle r_{in}^2 \rangle_N = \int \rho_N(\vec{r}) r^2 d\vec{r}, \quad \langle r_F^2 \rangle_N = \frac{3}{2} \mu_N \frac{h^2}{M^2 c^2},$$

содержащая помимо $\langle r_{in}^2 \rangle_N$, непосредственно отражающей распределение заряда в покоящемся нуклоне, также фолди-член $\langle r_F^2 \rangle_N$ /5-7/ обусловленный наличием у нуклона аномального магнитного момента μ_N /т.е., в конечном счете, разумеется, также строением нуклона/. Соответственно величинам μ_N для протонов и нейтронов имеем

$$\langle r_F^2 \rangle_p = -0,1276 \text{ фм}^2, \quad \langle r_F^2 \rangle_n = 0,1861 \text{ фм}^2.$$

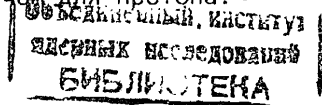
/2/

Для протонов величина $\langle r_p^2 \rangle$ /1/ получается из различных опытов /8-10/ совпадающей в пределах ошибок /с точностью ~3%/; с этой же точностью найдем с учетом /1/, /2/

$$\langle r_{in}^2 \rangle_p = 0,503 \text{ фм}^2.$$

/3/

Для нейтрона $\langle r_n^2 \rangle$ /1/ из работ /11-13/ отличаются также незначительно, хотя и несколько больше, чем для протона:



$$\langle r^2 \rangle_n = -0,1132 \text{ фм}^{2/11/}, \quad \langle r^2 \rangle_n = -0,1199 \text{ фм}^{2/12/}, \quad /4/$$

$$\langle r^2 \rangle_n = -0,1397 \text{ фм}^{2/13/}.$$

Это, на первый взгляд, неважное различие оказывается для нейтрона крайне существенным, поскольку величина $\langle r_{in}^2 \rangle_n$, извлеченная из опытных данных /4/, согласно /1/, /2/ получается разного знака: либо

$$\langle r_{in}^2 \rangle_n = 0,0144 \text{ фм}^{2/11/}, \quad \langle r_{in}^2 \rangle_n = 0,0077 \text{ фм}^{2/12/}, \quad \text{либо} \quad /4a/$$

$$\langle r_{in}^2 \rangle_n = -0,0121 \text{ фм}^{2/13/}. \quad /4b/$$

В модели мешков /3/ вычисляется именно величина $\langle r_{in}^2 \rangle_N$, как это видно непосредственно из дальнейших расчетов.

2. Интересующую нас величину $\langle r_{in}^2 \rangle_N$ можно оценить в модели кирального мешка СВМ /3/, согласно которой нуклон, а также иные барионы - Δ_{33} -резонанс, реперовский резонанс и т.д. описываются лагранжианом взаимодействующих кваркового и мезонного полей:

$$\mathcal{L}_{\text{СВМ}} = \mathcal{L}_q + \mathcal{L}_\pi + \mathcal{L}_{\text{int}}, \quad /5/$$

$$\mathcal{L}_q = (i\bar{q}\not{\partial}q - B):\Theta_V, \quad /6/$$

$$\mathcal{L}_\pi = - :[\vec{\pi}^2/2 + (\partial_\mu \vec{\pi})^2/2]:, \quad /7/$$

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = - : \frac{1}{2} \bar{q}q : \delta_s - \frac{i}{2f} : \bar{q} \gamma_5 \vec{\tau} q \vec{\pi} : \delta_s, \quad h = c = m_\pi = 1, \quad f \approx 0,66. \quad /8/$$

Здесь $\Theta_V = 1$ внутри мешка и $\Theta = 0$ вне его, а δ_s - поверхностная δ -функция. В \mathcal{L}_{int} /8/ принято линейное приближение по мезонному полю. Барионы в СВМ представляют собой стационарные состояния системы из трех кварков, запертых внутри мешков с различными полными спинами и изоспинами и их проекциями. Во всех расчетах мешок принимается сферическим. Среднее пионное поле $\langle \vec{\pi} \rangle = \vec{\phi}$ в этом состоянии определяется согласно /7/, /8/ уравнениями

$$(-\omega^2 + 1 + \hat{k}^2) \vec{\phi} = - \frac{i}{2f} : \bar{q} \gamma_5 \vec{\tau} q : \delta_s. \quad /9/$$

Из равенства нулю тока через поверхность мешка, $j_{\vec{v}} = 0$, и давления на поверхности, $\partial_\mu T^{\mu\lambda} = 0$, определяются размеры мешка и энергии кварков /3/. Для стационарного состояния сферического мешка-нуклона Ψ_N т.е. для трех кварков в состоянии

$$q_{1S\frac{1}{2}}^\mu = \frac{\mathcal{N}}{\sqrt{4\pi}} (j_0(p r) i(\vec{\sigma}\vec{v}) j_1(p r)) \chi_{\frac{1}{2}}^\mu e^{-i p r}, \quad x = p R, \quad \mathcal{N}^{-2} = R^3 (x^2 - \sin^2 x) x^{-4}, \quad /10/$$

$$\vec{v} = \vec{r}/r$$

с полным спином 1/2 и изоспином 1/2 и их проекциями $r_0 = +1/2$, $\sigma_z = +1/2$, среднее поле $\langle \vec{\pi} \rangle = \vec{\phi}$, радиус мешка R и энергии запертых в нем кварков p определяются уравнениями

$$(-\omega^2 + 1 + \hat{k}^2) \phi(r) = \frac{5}{3} \frac{\mathcal{N}^2}{4\pi f} j_0(x) j_1(x) \delta_s, \quad /11/$$

$$F(R) = 0, \quad /12/$$

$$-2B = (\partial F(r)/\partial r)|_{r=R} \frac{\mathcal{N}^2}{4\pi}, \quad /13/$$

$$F(r) = 3(j_0^2(p r) - j_1^2(p r)) - \frac{2}{f} \cdot \frac{5}{3} \cdot (\phi(r)/3) j_0(p r) \cdot j_1(p r). \quad /13a/$$

Выполнение /12/, /13/ обеспечивает отсутствие тока через поверхность мешка и равенство нулю давления на его поверхности. Аналогичные /11/-/13/ уравнения нетрудно выписать и для состояний мешка-бариона с иными спинами и изоспинами: Δ_{33} -изобары, реперовского резонанса и т.п. Кварковое поле квантуется по состояниям /10/, и величины p , R , определяющие эти состояния, получаются /вместе со средним полем ϕ / из /11/-/13/. Отметим, что R , p в СВМ отличаются, конечно, от значений для MIT-мешка, где пионного поля нет, но отличия эти невелики /3/.

Пионное поле в /7/, /8/ содержит наряду со средним классическим полем $\langle \vec{\pi} \rangle = \vec{\phi}$, определяемым совместно с R , p из /11/-/13/, квантовые флуктуации $\vec{\pi} = \vec{\phi} + \vec{\pi}$, $\langle \vec{\pi} \rangle = 0$. Квантуется пионное поле по плоским волнам, и его функция Грина

$$\langle T[\vec{\pi}_\alpha(x) \vec{\pi}_\beta(y)] \rangle = \delta_{\alpha\beta} \mathcal{D}_\alpha(x-y) = \delta_{\alpha\beta} \frac{1}{(2\pi)^3} \int \frac{d\vec{k}}{2\omega(k)} e^{i\vec{k}(\vec{x}-\vec{y}) - i\omega(k)|x_0-y_0|} \quad /14/$$

$$\omega(k) = \sqrt{1 + k^2}.$$

Взаимодействие \mathcal{L}_{int} /8/ свободного нуклона с флуктуациями пионного поля приведет, как известно /14-18/, к изменению состояния нуклона

$$\vec{\Psi}_N = \Psi_N z_1^{1/2}, \quad z_1^{-1} = 1 - i \frac{\partial \Sigma_N(E)}{\partial E} \Big|_{E=M}. \quad /15/$$

Здесь собственно-энергетическая часть нуклона

$$\Sigma_N(E) = \int d\vec{x}_1 \int d\vec{x}_2 \int dr \Sigma_N(\vec{x}_1, \vec{x}_2, r) \bar{\Psi}_N(\vec{x}_1) \Psi_N(\vec{x}_2) e^{iEr}. \quad /15a/$$

3. В нашем подходе, в СВМ, распределение заряда в нуклоне мы получаем, вычисляя среднее значение оператора заряда $\langle \hat{Q} \rangle$ в основном состоянии мешка-нуклона, который описывается соотношениями /5/-/15/:

$$\rho_N(r) = \rho_N^q(r) + \rho_N^\pi(r), \quad \rho_N^q = \langle \hat{Q}_q \rangle_N, \quad \rho_N^\pi = \langle \hat{Q}_\pi \rangle_N, \quad /16/$$

$$\hat{Q}_q = e: \bar{q} \gamma_4 \left(\frac{1+\tau_3}{2} - \frac{1}{3} \right) q :, \quad \hat{Q}_\pi = i: [\pi^\dagger(t) \frac{\partial \pi^-(t')}{\partial t'} - \frac{\partial \pi^+(t')}{\partial t} \pi^-(t')]: e$$

$t = t'$

e - заряд протона, \hat{Q}_q, \hat{Q}_π - операторы заряда кваркового и пионного полей. Эти средние значения операторов в стационарном состоянии системы взаимодействующих полей /6/-/8/ вычисляем в представлении взаимодействия:

$$\rho(\vec{r}) = \langle \bar{\Psi}_N | T(\hat{Q}S) | \Psi_N \rangle = \langle \bar{\Psi}_N | \Lambda | \bar{\Psi}_N \rangle = \langle \bar{\Psi}_N | \Lambda | \Psi_N \rangle z_1, \quad /17/$$

где среднее берется по состоянию невзаимодействующих полей /6/, /7/, и S - матрица определяется \mathcal{L}_{int} /8/:

$$S = T \cdot \exp[i \int \mathcal{L}_{int}(\vec{x}) dx]. \quad /18/$$

В /17/ Λ - неприводимая вершинная часть, соответствующая оператору \hat{Q} . Мы принимаем далее, что при вычислении $\Sigma(E)$ /15a/ и средних /16/, /17/ можно ограничиться в S -матрице /18/ вторым приближением по \mathcal{L}_{int} /8/. При этом, конечно, не обязательно в функции /15/ и в выражении /17/ считать малой величину $\partial \Sigma(E)/\partial E|_{E=M}$ и делать в /15/, /17/ разложение по ней. Для плотности заряда получаем выражения

$$\rho_N^\pi(r) = - \frac{ei}{8f^2} \left(- \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t'} \right) \langle T \{ (-\pi^\dagger(\vec{r}, t) \pi^-(\vec{r}, t')) \} \rangle \times$$

$$\times \int d^4 x_1 \int d^4 x_2 (: \bar{q}(x_1) \gamma_5 \vec{\tau} \pi(x_1) q(x_1) :) \delta_s(\vec{r}_1) \times$$

$/19/$

$$\times (: \bar{q}(x_2) \gamma_5 \vec{\tau} \pi(x_2) q(x_2) :) \delta_s(\vec{r}_2) | \rangle_N z_1,$$

$$\rho_N^q(r) = \langle | \hat{Q}_q(x) \rangle_N + \langle T \{ \hat{Q}_q(x) \frac{1}{8f^2} \times$$

$$\times \int d^4 x_1 \int d^4 x_2 (: \bar{q}(x_1) \gamma_5 \vec{\tau} \pi(x_1) q(x_1) :) \delta_s(\vec{r}_1) \times$$

$/20/$

$$\times (: \bar{q}(x_2) \gamma_5 \vec{\tau} \pi(x_2) q(x_2) :) \delta_s(\vec{r}_2) | \rangle_N z_1, \quad x = \vec{r}, t.$$

Усреднение здесь делается по стационарным состояниям мешка-нуклона с определенной проекцией изоспина, т.е. для нейтрона или протона, волновые функции которых построены из волновых функций кварков, как это описано выше. При вычислении /19/, /20/ не надо учитывать процессы, где включение взаимодействия с пионным полем меняет состояние нуклона до и после действия оператора \hat{Q} , т.к. все эти процессы уже учтены в /19/, /20/ наличием в них множителя z_1 , происходящего от перенормировки волновой функции нуклона /15/. При расчетах в нашем подходе неизбежно предполагается о том, что во всех состояниях системы взаимодействующих полей /6/-/8/ три кварка всегда связаны в барион /нуклон, Δ_{33} -изобару, и т.д./. Во всех процессах взаимодействие поля со всеми тремя кварками, образующими барион, происходит в одной точке $x = \vec{r}, t$. Тогда из /19/, /20/

$$\rho_N^\pi(r) = - \frac{ei}{4f^2} \left(\frac{\partial}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial t'} \right) \int d^4 x_1 \int d^4 x_2 \mathcal{F}_a(x-x_1) \cdot \mathcal{F}_b(x_2-x') \times$$

$$\times \delta_s(\vec{r}_1) \delta_s(\vec{r}_2) \cdot \sum_\lambda G_{\lambda\lambda}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, t_1-t_2) \cdot (\gamma_5 \tau_a)_{N\lambda} \cdot (\gamma_5 \tau_b)_{\lambda N} z_1, \quad /21/$$

$x = x'$

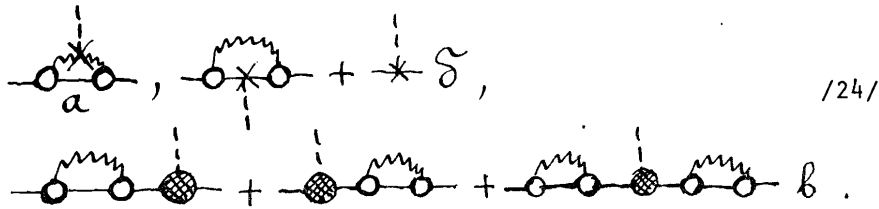
$$\rho_N^q(r) = - \frac{1}{4f^2} \int d^4 x_1 \int d^4 x_2 \sum_\lambda (\gamma_5 \tau_a)_{N\lambda} \mathcal{F}_a(x_2-x_1) \cdot (\gamma_5 \tau_a)_{\lambda N} \times$$

$$\times G_{\lambda\lambda}(\vec{r}_1, \vec{r}, t_1-t) (\hat{Q}_q(x))_{\lambda\lambda} G_{\lambda\lambda}(\vec{r}, \vec{r}_2, t-t_2) z_1 + (\hat{Q}_q(x))_{NN}. \quad /22/$$

В /21/, /22/ в нашем приближении вошла функция Грина мешка-нуклона в состоянии λ :

$$G_{\lambda\lambda}(\vec{r}', \vec{r}, t'-t) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\epsilon}{2\pi i} \frac{\bar{\Psi}_\lambda(x') \Psi_\lambda(x)}{E_\lambda + \epsilon - i0 E_\lambda} e^{i\epsilon(t'-t)}. \quad /23/$$

В /21/, /22/ $N = n, p$ обозначает нейтронные и протонные состояния, а суммирование по λ включает различные состояния барионов: нуклон, Δ_{33} -изобару и т.д., как с положительной, так и с отрицательной энергией E_λ . В нашей модели $|E_\lambda|$ есть, очевидно, просто масса бариона. В выражение /21/ дает вклад диаграмма /24a/, а в /22/ - /24б/.



/24/

Волнистая линия здесь соответствует пропагатору пиона \mathcal{D} , сплошная - функции Грина мешка G . Крестиком со штрихованной линией обозначен оператор заряда. Заштрихованный кружок в /24а,б/ соответствует вершинной части, содержащей диаграммы /24а,б/. Наличие в /21/, /22/ множителя z_1 , возникшего вследствие перенормировки состояний свободного нуклона, соответствует учету вклада диаграмм типа /24в/ /14-18/. Для собственно-энергетической части $\Sigma(E)$ в низшем по \mathcal{L}_{int} порядке имеем

$$\Sigma_N(E) = -\frac{1}{4f^2} \int d\vec{x}_1 \int d\vec{x}_2 \int dr \delta_s(\vec{x}_1) \delta_s(\vec{x}_2) \times$$

$$\times (\gamma_5 r_\alpha)_{N\lambda} G_{\lambda\lambda}(\vec{x}_1, \vec{x}_2, r) \mathcal{D}_\alpha(\vec{x}_1 - \vec{x}_2, r) (\gamma_5 r_\alpha)_{\lambda N}.$$

/25/

В дальнейших расчетах мы ограничиваемся в суммах по промежуточным состояниям λ в /21/-/25/ внутренними линиями на диаграммах /24// учетом низших барионных состояний - нуклона и Δ_{33} -изобары, и используем для их масс экспериментальные значения.

4. После несложных вычислений приходим к окончательным выражениям:

$$z_1^{-1} = 1 + \frac{R^2 V}{f^2} \int_0^\infty \frac{dk k^2}{\omega(k)} j_1^2(kR) \left\{ \frac{3}{2} u_N(k) + \frac{48}{25} u_\Delta(k) \right\}, \quad \omega^2(k) = 1 + k^2/26/$$

$$u_b(k) = (E_b + E_N + \omega(k))^{-2} + (E_b - E_N + \omega(k))^{-2}.$$

$$\rho_n = (\Lambda_N^\pi + \Lambda_N^q - \frac{16}{25} (\Lambda_\Delta^\pi + \Lambda_\Delta^q)) z_1 \cdot e,$$

$$\rho_p = (-\Lambda_N^\pi + \frac{1}{2} \Lambda_N^q + \frac{16}{25} \Lambda_\Delta^\pi + \frac{64}{25} \Lambda_\Delta^q + \frac{\mathcal{H}^2}{4\pi} (j_0^2(rp) + j_1^2(rp)) \Theta(R-r)) z_1 \cdot e,$$

$$\Lambda_b^\pi(r) = -\frac{VR^4}{f^2 \pi^2} \int_0^\infty dk_1 k_1^2 j_1(k_1 r) j_1(k_1 R) \int_0^\infty dk_2 k_2^2 j_1(k_2 r) j_1(k_2 R) \times$$

$$\times [(\omega(k_1) + E_b - E_N)^{-1} \omega(k_2) + E_b - E_N)^{-1} + (\omega(k_1) + E_b + E_N)^{-1} (\omega(k_2) + E_b + E_N)^{-1}] \times$$

$$\times (\omega(k_1) + \omega(k_2))^{-1},$$

$$\Lambda_b^q(r) = \frac{\mathcal{H}^2}{4\pi f^2} VR^4 \Theta(R-r) (j_0^2(rp) + j_1^2(rp)) \int_0^\infty \frac{dk \cdot k^2}{\omega(k)} j_1^2(kR) u_b(k),$$

/27/

$$V = 50 \mathcal{H}^4 j_0^2(pR) j_1^2(pR) \pi^{-2} / 36.$$

Индекс $b = N, \Delta$ у Λ_b и u_b указывает нуклонные и Δ -резонансные состояния. Из этих формул сразу же видно, что без введения каких-либо дополнительных нормировочных множителей перед вкладами различных диаграмм /24/ имеем

$$\int d\vec{r} \rho_n(r) = 0, \quad \int d\vec{r} \rho_p(r) = e.$$

/28/

Заряд нуклона, как и должно быть, не меняется из-за взаимодействия с иными полями /17,18/.

Извлекаемая из опытов величина $\langle r_{in}^2 \rangle_N$, как это описано в п.1, /1/, /2/ в наших расчетах получается просто интегрированием r^2 с плотностью $\rho_N(r)$ /27/:

$$\int d\vec{r} \rho_N(r) r^2 = \langle r_{in}^2 \rangle_N.$$

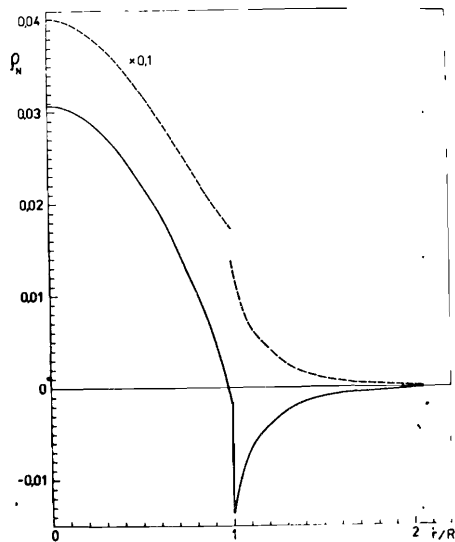
/29/

Формулы /27/ дают распределение заряда в покоящемся мешке-нуклоне с центром в начале координат. Вычисленные согласно /27/, /29/ величины следует, разумеется, как для нейтрона, так и для протона сравнивать с $\langle r_{in}^2 \rangle_N$ /1/-/4/. Мы провели расчеты для различных вакуумных давлений V и соответствующих им, согласно /11/-/13/, радиусов R и $x = pR$. Следует подчеркнуть, что решающую роль при вычислении $\langle r_{in}^2 \rangle_N$ играет взаимодействие кварков с пионным полем в СВМ /6/-/8/. Так, для нейтрона в MIT-модели, где пионного поля нет, как легко видеть /3/, $\langle r_{in}^2 \rangle = 0$. /Но, конечно, $\langle r_F^2 \rangle_n$ /2/ не равен нулю/. Примеры вычислений $\langle r_{in}^2 \rangle_N$ приведены в таблице для величин V , взятых в соответствии с результатами современных исследований в КХД /19/. Из таблицы видно, что для нейтрона получается разумное описание опытных данных /46/ из работы /13/. Положительная же величина /4а/, которая следовала бы из /11,12/, в нашем исследовании получиться не может. Это ясно из распределения заряда в нуклоне, пример которого представлен на рисунке. Плотность $\rho_n(r)$ такова, что $r < R$, для которых $\rho_n(r) > 0$, и те $r \geq R$, для которых $\rho_n(r) < 0$, дают в точности одинаковый вклад в интеграл /28/, вследствие чего он и равен нулю. Ясно, что интеграл от $r^2 \rho_n(r)$ /29/ отрицательный, т.к. область $r > R$ дает относительно больший вклад в него, чем в интеграл от $\rho_n(r)$ /28/. Хотя основой как наших исследований, так и работ /21,22/ служит СВМ /6/-/8/, наши вычисления несколько отличаются от выполненных в /21,22/. Так, мы не строим эффективный га-

Таблица

Величины $\langle r_{in}^2 \rangle_{n,p}^{1/2}$ (фм), вычисленные для различных вакуумных давлений B (ГэВ/фм³), соответствующих им согласно /20/, R (фм), $x = pR$. Экспериментальные значения: $\langle r_{in}^2 \rangle_n^{1/2} = -0,11 \pm 0,02^{+13/}$, $\langle r_{in}^2 \rangle_p^{1/2} = 0,706 \pm 0,02^{+8-10/}$

B	0,1	0,2	0,4
R	0,975	0,827	0,687
x	2,0	1,99	1,96
$\langle r_{in}^2 \rangle_n^{1/2}$	-0,270	-0,275	-0,280
$\langle r_{in}^2 \rangle_p^{1/2}$	0,755	0,665	0,575



Распределение плотности заряда в нуклоне при $B = 0,1$ ГэВ/фм³, $R = 0,975$ фм. Сплошная кривая – плотность $\rho_n(r)$ заряда в нейтроне, штрихованная – $\rho_p(r)$ в протоне. R – радиус мешка-нуклона. Плотность приведена в единицах $e/\text{фм}^3$. Для $r < R$ плотность протонного заряда разделена на 10.

милтониан, а делаем все расчеты с $\mathcal{L}_{\text{СВМ}}$ /5/-/8/, используя обычные методы теории поля. Как уже отмечалось, равенства /28/ выполняются для определенной формулами /27/ плотности автоматически, без введения каких-либо дополнительных нормировочных коэффициентов. Еще раз подчеркнем, что вычисляемая в СВМ величина /29/ по самому методу ее получения соответствует первому слагаемому в /1/, и не может включать фолди-член /2/, как это принимается в /21,22/. Средние квадратичные радиусы, вычисленные в нашей работе, отличаются от полученных в /21,22/ не очень сильно. Иной получилась зависимость этих величин от R /т.е. от B /. Как видно из таблицы, $\langle r_{in}^2 \rangle_n$ в наших расчетах практически по-

стоянны при изменении B /а с ним и R , x / в разумных пределах: $0,1 \text{ ГэВ/фм}^3 \leq B \leq 0,4 \text{ ГэВ/фм}^3$. Величина же $\langle r_{in}^2 \rangle_p$ меняется при этом существенно, и из сравнения с опытом /3/ можно отдать предпочтение расчету с $B = 0,1 \text{ ГэВ/фм}^3$, $R = 1$ фм, $x = pR = 2$.

Сравнивая вычисленные $\langle r_{in}^2 \rangle_N$ с опытом, следует иметь в виду, что наши расчеты в СВМ содержат ряд упрощений. Предполагается, что можно в СВМ ограничиться учетом лишь пионной степени свободы и не включать взаимодействие с иными мезонными полями: ρ , ω , и т.д. Мы используем линейное по π приближение СВМ, что может быть обосновано для нуклонов в пустоте /3,20/, но, конечно, лишь приближенно. Во всех расчетах учитываются лишь процессы с одним виртуальным пионом, и не ясно, в какой мере обоснованно это приближение. Мы учитываем в промежуточных состояниях лишь нуклон и Λ_{33} -изобару и пренебрегаем вкладом процессов с более высокими резонансами, например реперовским резонансом. Предполагается, что три кварка всегда, как в реальных, так и в виртуальных состояниях, связаны в барион, и π -мезонное поле взаимодействует со всем этим мешком-барионом. В наши исследования с самого начала не включено глюонное поле в мешке. Из сравнения $\langle r_{in}^2 \rangle_N$ с опытными данными следует, что СВМ достаточно хорошо описывает распределение электрического заряда в нуклоне. Более точный расчет в СВМ без перечисленных приближений приведет, возможно, к лучшему описанию наблюдаемых на опыте средних квадратичных радиусов заряда.

Автор благодарен Ю.А.Александрову, Г.В.Ефимову, А.В.Ефремову, В.А.Николаеву за полезные обсуждения работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Chew G.F., Low F.E. Phys.Rev., 1956, 101, p.1570.
2. Hamilton J., Woolcock W.S. Rev.Mod.Phys., 1963, 35, p.737.
3. Thomas A.W. Adv.Nucl.Phys., 1984, 13, p.1.
4. Александров Ю.А. Фундаментальные свойства нейтрона. Энергоиздат, М., 1982.
5. Darwin G.G. Proc.Roy.Soc., 1928, A118, p.654.
6. Foldy L. Rev.Mod.Phys., 1958, 30, p.471.
7. Weiskopf W. В кн.: Экспериментальная ядерная физика /под ред. Э.Серге/, М., ИЛ, 1955, с.213.
8. Borowski F. et al. Nucl.Phys., 1975, B93, p.461.
9. Акимов Ю.К. и др. ЯФ, 1979, 29, с.922.
10. Неменов Л.Л., Кравцов А.В. ЯФ, 1977, 26, с.145.
11. Krohn V., Ringo G. Phys.Rev., 1973, D8, p.1305.
12. Koester L., Nistler W., Waszkowski W. Phys.Rev.Lett., 1976, 36, p.1201.

13. Александров Ю.А. и др. ЯФ, 1974, 20, с.1190; Alexandrov Yu.A. et al. Phys.Lett., 1979, A72, p.361; Alexandrov Yu.A. et al. JINR, E3-85-935, Dubna, 1985.
14. Dyson F. Phys.Rev., 1951, 83, p.608.
15. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Релятивистская квантовая теория. "Наука", М., 1971, ч.2, с.48.
16. Боголюбов Н.Н., Ширков Д.В. Введение в теорию квантованных полей. Гостехиздат, М., 1957, гл.V.
17. Ward J.C. Phys.Rev., 1950, 78, p.182L.
18. Kroll N.M., Ruderman M.A. Phys.Rev., 1954, 93, p.233.
19. Sifman M.A. et al. Nucl.Phys., 1979, B147, p.385,448,519; Reinders L.J. et al. Nucl.Phys., 1981, B186, p.109.
20. Бунатян Г.Г. ОИЯИ, P2-84-840, Дубна, 1984; ЯФ, 1986, 43, с.294; ОИЯИ, P2-85-838, Дубна, 1985.
21. Thomas A.W., Theberge S., Miller G.A. Phys.Rev., 1981, D24, p.216.
22. Theberge S., Miller G.A., Thomas A.W. Can.J.Phys., 1982, 60, p.59.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
D2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
D1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
D17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
D10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к.
D4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
D11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.
D13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна 1985.	4 р. 80 к.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 июня 1986 года.

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

ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Бунатян Г.Г. P2-86-408
Исследование распределения электрического заряда нуклона

В модели кирального мешка /CBM/ исследуется распределение плотности электрического заряда в нуклоне. Вычислены средние квадратичные радиусы заряда для нейтрона и протона. Результаты расчетов сопоставляются с опытными данными.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Bunatian G.G. P2-86-408
Investigation of the Electric Charge Distribution
of the Nucleon

In the cloudy bag model (CBM) the distribution of the electric charge density in the nucleon is investigated. The r.m.s. charge radii are calculated for the neutron and proton. The results of the calculation are compared with the experimental data.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986