сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р2-87-777

Г.Г.Бунатян

ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗМЕРОВ НУКЛОНА В ЯДЕРНОМ ВЕЩЕСТВЕ

1987

I. ВВЕДЕНИЕ

Нуклон представляет собой сложную систему, и его свойства в ядре изменяются по сравнению со свойствами свободного нуклона. Меняется размер нуклона, электрический и магнитный формфакторы, магнитный момент, поляризуемость, эффективная масса и т.п. Об этом свидетельствуют многочисленные данные, полученные в процессе всего развития ядерной физики. Модель кирального мешка СВМ [1], успешно описывающая строение и свойства свободного нуклона, может быть применена в ядерной физике, и она дает возможность исследовать свойства нуклона, находящегося в ядре [2–4].

В течение нескольких последних лет интерес к исследованию изменений нуклона в ядре по сравнению со свободным нуклоном был вызван обнаружением изменения структурной функции нуклона в ядре — ЕМС-эффекта [5]. Одно из простейших объяснений этого эффекта состояло в том, что импульсы кварков, составляющих нуклон, уменьшаются для нуклона в ядерном веществе, и для этого предполагалось, что размеры нуклона увеличиваются примерно на ~ 20 ÷30% [6]. Хотя в иных подходах ЕМС-эффект удается описать и без этих предположений [7], в ряде работ обычные для ядерной физики эксперименты были проанализированы с целью получить сведения об изменении размеров нуклона в ядре. При этом авторы различных исследований приходят к существенно различным заключениям. В работах [8] из опытов по квазиупругому рассеянию электронов на основании модели ферми-газа извлекалась зарядовая плотность ядра (для ^{208}Pb) и сравнивалась с рассчитанной теоретически в рамках модели [9]. Из этого сравнения делалось заключение о необходимости увеличения размеров протона не менее чем на ~20 ÷30%. Но этот вывод может быть вполне справедливо поставлен под сомнение [10], так как точность модели [9] не высока, и существуют иные, более реалистические расчеты зарядовой плотности [11], да и модель ферми-газа можно в лучшем случае использовать лишь для качественного изучения взаимодействия электронов с ядрами. Описание глубоконеупругого ее′-рассеяния с передачей импульса q ~ 600 МэВ/с на средних ядрах (Ca, Fe) требует [12] изменения электрического формфактора нуклона, что, согласно работе [13], может быть связано с увеличением его размеров. В [14] из аналогичных опытов также делается вывод о таком изменении электрического формфактора нуклона, которому соответствует увеличение радиуса нуклона не менее чем на ~ 20%. Но из анализа у-скейлинга в инклюзивном ее′-рассеянии на ядрах было получено ограничение $\lesssim 7\%$ [15] на изменение размеров нуклона. В работе [16] был предпринят обширный анализ опытных данных по упругому рассеянию электронов на тяжелых ядрах для получения зарядового радиуса протона в ядерном веществе. Оказалось, что (в принятых приближениях [16]) наилучшее описание экспериментально наблюдаемых сечений упругого рассеяния электронов с $E \approx 500$ МэВ и передачей импульса $q \approx 2 \div 3$ фм$^{-1}$ на ^{40}Ca и ^{58}Ni, получается при уменьшении радиуса r_p протона на $\sim 10\%$, на ^{116}Sn, ^{124}Sn, наоборот, при увеличении r_p на $\sim 10\%$, а на ^{208}Pb — без всякого изменения r_p. С той же целью — обнаружить изменение размеров нуклона в ядерном веществе — был предпринят в работе [10] анализ упругого рассеяния протонов с $E \approx 1$ ГэВ на ядрах. Анализ проводился в рамках теории многократного рассеяния Глаубера [17], в которую размер нуклона r_N входит через амплитуду NN -рассеяния в ядерном веществе. При этом распределение точечных нуклонов в ядре, входящее в модель Глаубера, вычислялось согласно работе [11]. Оказалось [10], что наилучшее описание рассеяния на ядре ^{48}Ca получается при увеличении r_N на $\sim 1{,}5\%$, на ^{40}Ca — без всякого изменения r_N, а на всех иных рассмотренных ядрах (^{44}Ca, ^{42}Ca, ^{48}Ti, ^{208}Pb) — при уменьшении r_N по крайней мере на $\sim 3\%$ или несколько более.

Как видим, различные авторы, по-разному обрабатывая различные опытные данные, получают результаты, из которых нельзя сделать определенного заключения о том, как меняется нуклон в ядерном веществе по сравнению со свободным нуклоном. При этом надо отметить, что авторы рассмотренных выше работ не определяют, какую именно величину понимают они под размерами нуклона, его радиусом r_N: размер R области, где заперты составляющие нуклон кварки, средний квадратичный зарядовый радиус нейтрона $\langle r_n^2 \rangle^{1/2}$ и протона $\langle r_p^2 \rangle^{1/2}$, размер области NN-взаимодействия и т.п. Но эти величины, имеющие различный физический смысл, могут существенно по-разному изменяться в ядерном веществе, и различные рассмотренные выше физические явления определяются разными величинами R, $\langle r_N^2 \rangle^{1/2}$, и т.п. Из анализа различных опытов получаются сведения о различных характеристиках нуклона, связанных с его размерами. Например, нетрудно понять, что из опытов по упругому рассеянию электронов можно сделать вывод об изменении величин $\langle r_n^2 \rangle^{1/2}$, $\langle r_p^2 \rangle^{1/2}$, характеризующих распределение электрического заряда нуклона, но не об изменении R непосредственно. В ряде случаев из опытов извлекают изменение δp импульса кварков, составляющих нуклон, а затем получают соответствующее этому δp изменение δR, которое при этом, разумеется, существенно зависит от теоретической модели, используемой для описания нуклона.

Из существующего анализа опытных данных невозможно составить сейчас определенную физическую картину изменений, происходящих с нуклоном, помещенным в ядерное вещество. Целесообразно сделать это исходя из современных теоретических представлений о строении нуклона, основанных на модели кирального мешка СВМ [1].

II. ОПИСАНИЕ НУКЛОНА В ЯДЕРНОМ ВЕЩЕСТВЕ СОГЛАСНО СВМ

Свойства как свободного нуклона, так и находящегося в ядерном веществе можно исследовать в модели кирального мешка СВМ [1], где существенную роль играет взаимодействие на поверхности мешка запертых в нем кварков с пионным полем. Согласно СВМ мы описываем нуклон (а также и иные барионы — Δ_{33}-резонанс, реперовский резонанс и т.д.) как в пустоте, так и в ядерном веществе плотности ρ лагранжианом взаимодействующих кваркового и мезонного полей

$$\mathcal{L}_{CBM} = \mathcal{L}_q + \mathcal{L}_\pi + \mathcal{L}_{int} . \tag{1}$$

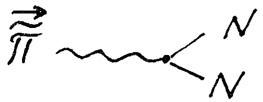
$$\mathcal{L}_q = [\, i\bar{q}\hat{\partial} q - B\,]\Theta_V , \tag{2}$$

$$\mathcal{L}_\pi = -\vec{\pi}^2/2 + (\partial_\mu \vec{\pi})^2/2 - \vec{\pi}\hat{\Pi}(\rho)\vec{\pi}/2 = \tag{3}$$

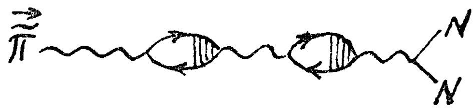
$$= \frac{1}{2} \sum_{\omega,\vec{k}} (\omega^2 - 1 - \vec{k}^2 - \hat{\Pi}(\omega,\vec{k},\rho))\vec{\pi}_{\omega,\vec{k}}(t,\vec{r}), \quad \hat{\Pi}(\omega,\vec{k},0) = 0,$$

$$\mathcal{L}_{int} = -\frac{1}{2}\bar{q}[\exp(i\gamma_5 \vec{\tau}\vec{\pi}/f)]q\,\delta_s , \qquad h = c = m_\pi = 1, \; f = 0{,}66 . \tag{4}$$

Здесь $\Theta_V = 1$ внутри мешка и $\Theta_V = 0$ вне его, а δ_s — поверхностная δ-функция. B — вакуумное давление, входящее в СВМ [1], величина которого в дальнейших расчетах меняется в пределах, допустимых согласно результатам современных исследований [18]. Наличие в (3) поляризационного оператора пиона в ядерном веществе $\hat{\Pi}(\rho)$ отличает это выражение от лагранжиана свободного поля. В СВМ свойства мешка-нуклона в ядерном веществе меняются по сравнению с пустотой именно вследствие изменения уравнения пионного поля $\vec{\pi}$ из-за наличия поляризации ядерной среды $\hat{\Pi}(\omega,\vec{k},\rho)$. При этом мы описываем в данной работе, как и в предыдущих [2-4], мезонное поле в среде, используя величину $\Pi(\rho)$, характеризующую средние свойства ядерного вещества и пионного поля в нем, подобно тому, как в электродинамике средние свойства среды описываются диэлектрической проницаемостью и магнитной восприимчивостью. Учет поляризации среды для пионного поля, взаимодействующего с кварками на поверхности мешка-нуклона, означает учет наряду с диаграммой (4а) также и всех диаграмм типа (4б), содержащих частично-дырочные, изобар-дырочные и т.п. возбуждения в среде с квантовыми числами пиона.



(4а)



(4б)

Все эти процессы учтены в величине $\hat{\Pi}\,(\omega,\vec{k},\rho)$. Поляризационный оператор $\hat{\Pi}\,(\omega,\vec{k},\rho)$ и функция Грина пиона $\mathfrak{D}\,(\omega,\vec{k},\rho)$ в ядерном веществе подробно исследовались в работах [19]. Эти величины можно получить из численных расчетов согласно [19] и использовать в дальнейшем при вычислении различных физических величин, как это делалось, например, в [20]. В данной работе мы воспользуемся при $\rho = \rho_0$ (плотности обычных ядер), полученной на основании численных расчетов [19], аппроксимацией $\Pi\,(\omega,\vec{k},\rho)$, как это делалось нами ранее в ряде работ [21, 2–4]. Такая аппроксимация при $\rho = \rho_0$ передает зависимость Π от $\rho,\omega,\vec{k}$ и вполне приемлема для наших исследований влияния ядерного вещества на свойства нуклона. В этой аппроксимации (см. [21]) выражение (3) в ядерном веществе принимает вид

$$\mathfrak{L}_\pi \approx \frac{1}{2}\sum_{\omega,\vec{k}} \left(a(k)\omega^2 - \gamma(k)(k-k_0)^2 - \tilde{\omega}^2\right)\vec{\vec{\pi}}^{\,2}_{\omega,\vec{k}}(t,\vec{r}) =$$

$$= -\frac{1}{2}\sum_{\vec{k}} \left[a(k)\left(\frac{\partial}{\partial t}\vec{\vec{\pi}}_{\vec{k}}(t,\vec{r})\right)^2 + \left(\gamma(k)(k-k_0)^2 + \tilde{\omega}^2\right)\vec{\vec{\pi}}^{\,2}_{\vec{k}}(t,\vec{r})\right], \tag{3а}$$

где

$$\tilde{\omega} = \begin{cases} \sqrt{\tilde{\omega}_0^2 + 25\lambda^2 b^2/4} - 5\lambda b/2, & \omega_0^2 \geq 0;\ \tilde{\omega}(\rho_c) = 0;\ \rho_c^\circ = 1{,}5;\ \ c = 1{,}1 \\ 0, & \omega_0 < 0;\ \rho_c = \rho_c^\circ + 5d\lambda/c;\ d = 0{,}2;\ \lambda = 0\div 0{,}5 \end{cases}$$

$$b = 0{,}6;\ \tilde{\omega}_0^2 = c(\rho_c^\circ - \rho) + 5d\lambda;\ k_0^2 = k_c^2 + \kappa(\rho - \rho_c^\circ);\ \kappa = 1{,}3;\ k_c^2 = 3; \tag{3б}$$

$$a(k) = \begin{cases} 1{,}6, & k \leq 3k_0 \\ 1 + 0{,}6\,(3k_0/k)^2, & k > 3k_0 \end{cases};\quad \gamma(k) = \begin{cases} 0{,}8, & k \leq 3k_0 \\ 1 - 0{,}2(3k_0/k)^2, & k > 3k_0. \end{cases}$$

Как видно, аппроксимация (3а), (3б) такова, что при больших $k \gg k_0$ спектр пионов в ядерном веществе

$$\omega(k) = (\tilde{\omega}^2 + (k-k_0)^2\,\gamma(k))^{1/2}/\sqrt{a(k)} \tag{3в}$$

практически совпадает со спектром свободных пионов

$$\omega(k) = (1 + k^2)^{1/2} \qquad (\omega(k) \to k,\quad k \to \infty). \tag{3г}$$

Барионы в СВМ представляют собой стационарные состояния Ψ_b системы из трех кварков, запертых внутри мешков с различными полными спинами и изоспинами и их проекциями. Во всех расчетах далее мы полагаем мешок сферически-симметричным. Волновая функция сферического мешка-нуклона (радиуса R), т.е. основного состояния трех кварков с полным спином $\vec{\sigma}$ и изоспином $\vec{\tau}$ и их проекциями σ_0, τ_0, строится обычным образом [1] из функций кварков в состояниях $1S_{1/2}$:

$$q^\mu_{1S_{1/2}} = \frac{\mathfrak{N}}{\sqrt{4\pi}}\begin{pmatrix} j_0(pr) \\ i(\vec{\sigma}\vec{n})j_1(pr)\end{pmatrix}\chi^\mu_{1/2};$$

$$\mathfrak{N}^{-2} = R^3(x^2 - \sin^2 x)x^{-4},\ \ x = pR, \qquad j_\ell(z) = \sqrt{\frac{\pi}{2z}}\cdot J_{\ell+1/2}(z).$$

Координатную волновую функцию запишем в виде произведения координатных функций кварков, а спин-изоспиновую (спин-ароматическую) построим из обычных спиновых и изотоп-спиновых функций смешанной симметрии [1]. Для иных барионов, т.е. иных состояний трех кварков, волновая функция строится таким же образом. Среднее пионное поле $\vec{\vec{\phi}} = \langle\vec{\vec{\pi}}\rangle$ в стационарном состоянии определяется согласно (3), (4) уравнениями

$$\vec{\vec{\phi}}(\vec{r}) = -\int d\vec{r}_1\,\mathfrak{D}(\vec{r}-\vec{r}_1)\ \langle\delta\mathfrak{L}_{int}(\vec{r}_1)/\delta\vec{\vec{\phi}}(\vec{r}_1)\rangle, \tag{5}$$

где

$$\mathfrak{D}(\vec{r}) = \int dt\,\mathfrak{D}(\rho,\vec{r},t) = (2\pi)^{-3}\int d\vec{k}\,\mathfrak{D}(\rho,\vec{k},0)e^{i\vec{k}\vec{r}},$$

$$\mathfrak{D}^{-1}(\rho,\omega,\vec{k}) = \omega^2 - \vec{k}^2 - 1 - \Pi(\rho,\omega,\vec{k}). \tag{6}$$

В пустоте $\rho = 0$, $\Pi = 0$ имеем обычное выражение

$$\mathfrak{D}(\vec{r}) = -e^{-r}/4\pi r, \tag{6а}$$

а в ядерном веществе, используя аппроксимацию (3а), (3б), получаем

$$\mathfrak{D}^{-1} \simeq a(k)\omega^2 - \gamma(k)(k-k_0)^2 - \tilde{\omega}^2, \tag{6б}$$

$$\mathfrak{D}(\vec{r}) = -\frac{e^{-r}\cdot r_c}{2\pi r\gamma}\left(k_o \sin(k_o r) + \frac{1}{r_c}\cos(k_o r)\right), \qquad r_c = \sqrt{\frac{\gamma}{\tilde{\omega}^2}} \,. \tag{6б}$$

Из равенства нулю тока через поверхность мешка, $\vec{j}\,\vec{\gamma} = 0$, и давления на его поверхности, $\partial T^{\mu\lambda}/\partial x_\mu = 0$, получаются уравнения [1]

$$<\bar{q}\,[\,\exp(i\,\gamma_5\,\vec{\phi}\,\vec{\tau}/f\,)]\,q>_s \;=\; 0, \tag{7}$$

$$-2B \;=\; \frac{\partial}{\partial r}\;<\bar{q}[\exp(i\gamma_5\,\phi\,\tau/f)]\,q>_s \,, \tag{8}$$

определяющие размер мешка R и энергии запертых в нем кварков p . В (5), (7), (8) среднее берется по стационарному состоянию системы; значок s указывает, что эти соотношения выполняются на границе мешка. Подробное исследование и решение системы уравнений (5), (7), (8) в приближении сферически-симметричного мешка-нуклона было выполнено нами ранее в работах [2,3] для различной плотности ядерного вещества ρ , и здесь нет необходимости повторять эти расчеты. Мы приводим далее лишь основные результаты, полученные в [2,3] для радиуса R мешка-нуклона в ядерном веществе обычной плотности ρ_0 . В [3] все уравнения решались без предположения о малости $\vec{\phi}$, а в [2] мы ограничились линейным приближением по $\vec{\phi}$. Как было показано в этих работах, смягчение пионной моды в ядерном веществе (из-за наличия $\Pi(\rho)$ в (3), (6)) вызывает усиление поля $\vec{\phi}$ мешка-нуклона, что в свою очередь ведет к уменьшению R . Вычисленные согласно работам [2,3] величины R для свободного нуклона и для нуклона в ядерном веществе обычной плотности ρ_0 приведены в таблице. Как видим, R в ядерном веществе уменьшается на несколько, ~ 4÷7%, процентов. Надо отметить, что при этом происходит также уменьшение и импульса кварков p , правда, крайне незначительное, всего на ~ 1÷2%. Разумеется, при этом остается $x = pR > 1$, как того требует соотношение неопределенности. Как видим, если из каких-либо опытов (например, [5]) и будет сделан определенный вывод об уменьшении p, это уменьшение отнюдь не есть обязательное следствие увеличения R . К сопоставлению опытных данных с расчетами мы еще вернемся, а теперь учтем квантовые флуктуации пионного поля, что позволяет вычислить средние квадратичные зарядовые радиусы нуклонов $< r_N^2 >$ в ядерном веществе.

III. ВЫЧИСЛЕНИЕ СРЕДНЕГО КВАДРАТИЧНОГО ЗАРЯДОВОГО РАДИУСА НУКЛОНА В ЯДЕРНОМ ВЕЩЕСТВЕ

Пионное поле в (3), (4) содержит наряду со средним классическим полем $\vec{\phi} = <\vec{\vec{\pi}}>$, определяемым совместно с R , p из (5), (7), (8), квантовые флуктуации: $\vec{\vec{\pi}} = \vec{\phi} + \vec{\pi}$, $<\vec{\pi}> = 0$. Пропагатор пионного поля согласно (3), (3а), (3б)

$$<T[\pi_\alpha(x)\pi_\beta(y)]> \;=\; \delta_{\alpha\beta}\mathfrak{D}_\alpha(x-y) = \delta_{\alpha\beta}(2\pi)^{-3}\int \frac{d\vec{k}\; e^{i\vec{k}(\vec{x}-\vec{y}) - i\omega(\vec{k})|x_o - y_o|}}{a(k)\cdot\omega(k)\cdot 2} \,. \tag{9}$$

Спектр пионов $\omega(\vec{k})$ в ядерном веществе и в пустоте дан формулами (3в), (3г). Для дальнейших расчетов удобно ввести еще величину

$$\mathfrak{D}_\alpha^a\,(x-y) \;=\; \int \frac{d\vec{k}}{2\omega(\vec{k})}\, e^{i\vec{k}(\vec{x}-\vec{y}) - i\omega(\vec{k})|x_o - y_o|} \,, \tag{9a}$$

которая отличается от (9) отсутствием множителя $1/a(k)$ под интегралом. При учете взаимодействий квантового пионного поля $\vec{\pi}$ с кварками мы ограничимся в $\mathfrak{L}_{int}$ обычным в СВМ линейным приближением по пионному полю:

$$\mathfrak{L}_{q\pi} = -\frac{i}{2f}\;:\bar{q}\gamma_5\,\vec{\pi}\,\vec{\tau}\,q: \;\; . \tag{10}$$

Таким образом, мы сперва строим мешок-нуклон — стационарное состояние системы трех кварков со средним пионным полем $\vec{\phi}$, и эту задачу мы можем решить точно, не предполагая малости $\vec{\phi}$, а затем взаимодействие с квантовым пионным полем учитываем как возмущение (10). Такое приближение в СВМ приемлемо для выяснения физического механизма изменений, происходящих с нуклоном в ядерном веществе, и получения разумных физических оценок интересующих нас величин $< r_{n,p}^2 >^{1/2}$.

Взаимодействие $\mathfrak{L}_{q\pi}$ (10) нуклона с флуктуациями пионного поля прежде всего приведет, как известно [22-24] , к изменению состояния нуклона

$$\tilde{\Psi}_N \;=\; \Psi_N z_1^{1/2} \;, \quad z_1^{-1} = 1 - i\,\partial\,\Sigma_N(E)/\partial E\,|_{E=M}. \tag{11}$$

Здесь собственно-энергетическая часть нуклона.

$$\Sigma_N(E) = \int d\vec{x}_1 \int d\vec{x}_2 \int d\tau\, \Sigma_N(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \tau)\,\bar{\Psi}_N(\vec{x}_1)\,\Psi_N(\vec{x}_2)\, e^{iE\tau}. \tag{11a}$$

Интересующая нас величина

$$< r_N^2 > \;\equiv\; \int d\vec{r}\, r^2 \rho_N(\vec{r}), \qquad N = n, p \tag{12}$$

определяется, очевидно, распределением электрического заряда нуклона $\rho_N(\vec{r})$, которое в нашем подходе СВМ мы получаем, вычисляя среднее значение оператора заряда $< Q >$ в основном состоянии мешка-нуклона, который описывается соотношениями (1) - (12) с учетом и взаимодействия (10) кварков, составляющих мешок, с квантовым пионным полем

$$\rho_N = \rho_N^q + \rho_N^\pi ;\ \rho_N^q = <\hat{Q}_q>_N , \quad \rho_N^\pi = <\hat{Q}_\pi>_N . \tag{13}$$

Операторы заряда кваркового $\hat{Q}_q$ и пионного $\hat{Q}_\pi$ полей определяются лагранжианами $\mathcal{L}_q$ и $\mathcal{L}_\pi$ (3), (3а):

$$\hat{Q}_q = e : \bar{q}\gamma_4((1+\tau_3)/2 - 1/3)\, q : ,$$

$$\hat{Q}_\pi(t,\vec{r}) = ie : \{ \sum_{\omega,\vec{k}} \pi^+_{\omega,\vec{k}}(t,\vec{r}) \frac{\partial}{\partial t'} \sum_{\omega',\vec{k}'} \pi^-_{\omega',\vec{k}'}(t',\vec{r})\, a(k') - \tag{14}$$

$$- \frac{\partial}{\partial t} \sum_{\omega,\vec{k}} \pi^+_{\omega,\vec{k}}(t,\vec{r})\, a(k) \sum_{\omega',\vec{k}'} \pi^-_{\omega',\vec{k}'}(t',\vec{r}) \} : \qquad t = t'$$

e — заряд протона. Для свободного пионного поля a = 1. Средние значения операторов заряда в стационарном состоянии системы взаимодействующих полей (1) - (4), (10) вычисляем в представлении взаимодействия /22-26/ :

$$\rho_N(\vec{r}) = <\bar{\Psi}_N | T(\hat{Q}S) | \Psi_N> = <\bar{\bar{\Psi}}_N | \Lambda | \tilde{\Psi}_N> = <\bar{\Psi}_N | \Lambda | \Psi_N> z_1 , \tag{15}$$

где среднее берется по состоянию невзаимодействующих полей, а S -матрица определяется $\mathcal{L}_{q\pi}$ (10)

$$S = T \exp[i \int d^4x\, \mathcal{L}_{q\pi}(x)] . \tag{16}$$

В (15) Λ — неприводимая вершинная часть, соответствующая оператору $\hat{Q}$. При вычислении Σ_N (11а) и средних (13) ограничимся в S -матрице (16) низшим (вторым) порядком по $\mathcal{L}_{q\pi}$ (10). При этом, конечно, не обязательно в функции (11) и выражении (15) считать малой величину $\partial\Sigma_N(E)/\partial E\,|_{E=M}$ и делать в (11), (15) разложение по ней. Для плотности заряда получаем выражения

$$\rho_N^\pi(\vec{r}) = \frac{ei}{8f^2} <| T\{ \hat{Q}_\pi(x) \int d^4x_1 \int d^4x_2 \times$$

$$\times \delta_s(\vec{r}_1)(: \bar{q}(x_1)\gamma_5 \vec{\tau}\vec{\pi}(x_1)\, q(x_1) :) \times \tag{17}$$

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

$$\rho_N^q(\vec{r}) = z_1 <| \hat{Q}_q(x) |>_N + <| T\{ \hat{Q}_q(x) \frac{1}{8f^2} \int d^4x_1 \int d^4x_2 \times \tag{18}$$

$$\times \delta_s(\vec{r}_1)(: \bar{q}(x_1)\gamma_5 \vec{\tau}\vec{\pi}(x_1)\, q(x_1) :) \times$$

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

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 описаны выше. При вычислении (17), (18) 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 (17), (18) присутствием в них множителя z_1, происходящего от перенормировки волновых функций нуклонов (11). При расчетах в нашем подходе неизбежно предположение о том, что во всех состояниях системы взаимодействующих полей (1) - (4) 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 = t, $\vec{r}$. Тогда из (17), (18) получаем

$$\rho_N^\pi(\vec{r}) = -\frac{ei}{4f^2} \int d^4x_1 d^4x_2 [\frac{\partial}{\partial t} \mathcal{D}^a_\alpha(x-x_1)\, \mathcal{D}_\beta(x-x') - \mathcal{D}_\alpha(x-x_1) \frac{\partial}{\partial t} \mathcal{D}^a_\beta(x-x')] \times$$

$$\times \delta_s(\vec{r}_1)\, \delta_s(\vec{r}_2) \sum_\lambda G_{\lambda\lambda}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, t_1 - t_2)(\gamma_5\tau_\alpha)_{N\lambda}(\gamma_5\tau_\beta)_{\lambda N}\, z_1 , \qquad x = x' \tag{19}$$

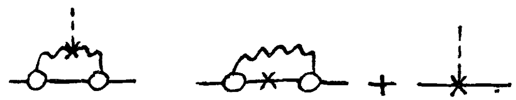
$$\rho_N^q(\vec{r}) = -\frac{1}{4f^2} \int d^4x_1 \int d^4x_2 \sum_\lambda (\gamma_5\tau_\alpha)_{N\lambda}\, \mathcal{D}_\alpha(x_2 - x_1)\, (\gamma_5\tau_\alpha)_{\lambda N} \times$$

$$\times G_{\lambda\lambda}(\vec{r}_1, \vec{r}, t_1 - t)(\hat{Q}(x))_{\lambda\lambda} \cdot G_{\lambda\lambda}(\vec{r}, \vec{r}_2, t - t_2)\, z_1 + (\hat{Q}(x))_{NN} \cdot z_1 . \tag{20}$$

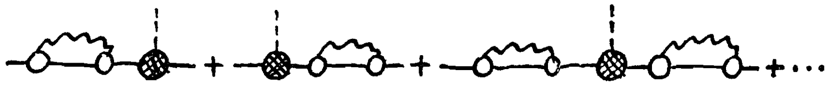
В (19), (20) в нашем приближении вошла функция Грина мешка в состоянии

$$G_{\lambda\lambda}(\vec{r}, \vec{r}', t' - t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\epsilon}{2\pi i} \frac{\bar{\Psi}_\lambda(\vec{x}')\, \Psi_\lambda(\vec{x})}{E_\lambda + \epsilon - i0E_\lambda} e^{i\epsilon(t'-t)} , \tag{21}$$

N = n , p обозначает нейтронные и протонные состояния, а суммирование по λ включает различные состояния барионов: нуклон, Δ_{33}-изобару и т.п., как с положительной, так и с отрицательной энергией E_λ. В нашей модели $| E_\lambda |$ есть, очевидно, просто масса бариона. В выражение (19) дает вклад диаграмма (22а), а в (20) — диаграмма (22б).

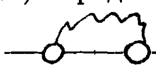


а б (22)



в

Волнистая линия здесь соответствует пропагатору пиона $\mathfrak{D}$, сплошная — функции Грина G мешка. Крестиком со штрихованной линией обозначен оператор заряда. Заштрихованный кружок в (22в) соответствует вершинной части, содержащей диаграммы (22а, б). Наличие в (19), (20) множителя z_1, возникшего вследствие перенормировки состояний нуклона, соответствует учету вклада диаграмм типа (22в) /22-24/. Для собственно-энергетической части, определяющей z_1, в низшем (втором) по $\mathfrak{L}_{q\pi}$ (10) порядке имеем

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

$$\times (\gamma_5\tau_a)_{N\lambda}\, G_{\lambda\lambda}(\vec{x}_1,\vec{x}_2,r)\,\mathfrak{D}_a(\vec{x}_1-\vec{x}_2,r)\,(\gamma_5\tau_a)_{\lambda N}. \qquad (23)$$

В дальнейших расчетах мы ограничиваемся в суммах по промежуточным состояниям λ в (19) - (23) (внутренние линии на диаграммах (22)) учетом низших барионных состояний — нуклона и Δ_{33} -изобары, и используем для их масс экспериментальные значения.

Поляризация ядерного вещества, т.е. наличие $\Pi(\rho,\omega,\vec{k})$ в эффективном лагранжиане $\mathfrak{L}_\pi$ (3), (3а), приводит, как явствует из (5), (6), (6б), (14) не только к изменению спектра пионных возбуждений $\omega(k)$ и пропагатора пионного поля $\mathfrak{D}$ (9), но и к изменению оператора заряда $\hat{Q}_\pi$ пионного поля. Это формальное следствие из вида эффективного лагранжиана $\mathfrak{L}_\pi$ (3а) в ядерной среде можно легко понять, учитывая, что поляризация ядерной среды обусловлена процессами частично-дырочных, изобар-дырочных и т.п. возбуждений с квантовыми числами пиона (4б). Пионное возбуждение включает в себя суперпозицию таких состояний, что приводит к изменению пропагатора пиона в ядерном веществе. Поэтому в среднее значение $\langle \hat{Q}_\pi \rangle$ в среде дают вклад процессы, представленные диаграммами вида

а б (24)

Испущенный мешком-нуклоном виртуальный пион распространяется в ядерной среде. Оператор заряда (крестик со штрихованной линией) встречается теперь не только в пионной линии (24а), но также и в нуклонных линиях, входящих в частично-дырочные, изобар-дырочные и т.п. возбуждения (24б). Эти процессы учтены видоизменением оператора заряда пиона, которое формально получается из-за наличия поляризационного оператора $\Pi(\rho)$ в эффективном лагранжиане $\mathfrak{L}_\pi$ (3), (3а).

После несложных, но достаточно громоздких вычислений приходим к окончательным выражениям для плотности заряда:

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

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

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

$$\rho_p(r) = \left[-\Lambda_N^\pi + \frac{1}{2}\Lambda_N^q + \frac{16}{25}\Lambda_\Delta^\pi + \frac{64}{25}\Lambda_\Delta^q + \frac{\pi^2}{4\pi}(j_0^2(r p) + j_1^2(r p))\Theta(R-r)\right] z_1\cdot e, \qquad (26)$$

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

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

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

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

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

Здесь величины $\omega(k)$, $a(k)$ определены формулами (3б, в, г), для свободного нуклона, очевидно, $a = 1$. Индекс $b = N, \Delta$ у Λ_b и u_b указывает нуклонные и Δ -резонансные состояния. Из этих формул сразу же видно, что без каких-либо дополнительных нормировочных множителей перед вкладами различных диаграмм (24) имеем

$$\int d\vec{r}\,\rho_n(r) = 0, \qquad \int d\vec{r}\,\rho_p(r) = e. \qquad (27)$$

Заряд нуклона, как и должно быть, не меняется от включения взаимодействия с иными полями /25, 26/. Сохранение заряда мешка-нуклона обеспечивается именно благодаря тому, что $\Pi(\rho)$ в $\mathfrak{L}_\pi$ (3), (3а) учитывает изменение при переходе в среду не только $\omega(k)$, $\mathcal{D}$, но и $\hat{Q}_\pi$ — из-за процессов, типа представленных диаграммами (24б). Формулы (25), (26) дают распределение заряда в покоящемся мешке-нуклоне с центром в начале координат. Результаты вычислений плотности ρ_n, ρ_p, (25), (26) и средних квадратичных зарядовых радиусов $<r_n^2>^{1/2}$, $<r_p^2>^{1/2}$, согласно (13), (22), обсудим в следующем разделе.

IV. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Примеры расчетов плотности заряда мешка-нуклона в пустоте и ядерном веществе обычной плотности представлены на рис. 1 и 2. Как видим, хотя общий вид зависимости $\rho_{n,p}(r)$ для нуклона в ядерном веществе остается таким же, как и для свободного нуклона, имеются между ними и существенные различия. Эти различия вызваны увеличением "облака" виртуальных пионов СВМ, что в свою очередь обусловлено смягчением пионной моды в ядре. Плотность электрического заряда нейтрона в среде при $r < R$ становится примерно в 5 раз больше, чем для свободного нейтрона. Для протона, напротив, при $r < R$ плотность $\rho_p(r)$ несколько уменьшается, примерно на 15÷20%. Плотность заряда при $r > R$, целиком обусловленная наличием пионного "облака", возрастает примерно в 4 раза и спадает существенно медленнее, чем для свободного нуклона. Средние квадратичные зарядовые радиусы $<r_{n,p}^2>^{1/2}$ (12), полученные с найденной плотностью $\rho_{n,p}(r)$, приведены в таблице. Расчеты сделаны для нескольких значений параметра B — вакуумного давления, приемлемых согласно результатам существующих исследований [18]. Сравнение $<r_{n,p}^2>^{1/2}$ для свободного нуклона с опытными данными достаточно подробно обсуждалось в [27], а здесь мы исследуем изменение величин R, p, $<r_N^2>^{1/2}$ при помещении мешка-нуклона в ядро. Как видим из таблицы, в ядерном веществе величины $<r_{n,p}^2>^{1/2}$ увеличиваются, причем это увеличение гораздо значительнее, чем уменьшение величин R, p. Для протона $<r_N^2>^{1/2}$ увеличивается примерно на 15%, а для нейтрона - вдвое. Нетрудно понять, что из различных опытов извлекаются сведения о различных величинах R, $<r_N^2>^{1/2}$, характеризующих размер нуклона в среде. Так, например, из опытов по упругому [16] и квазиупругому [8] рассеянию электронов на ядрах можно получить $<r_N^2>^{1/2}$, но не R, поскольку эти процессы обусловлены взаимодействием электронов с электрическим зарядом, а его распределение

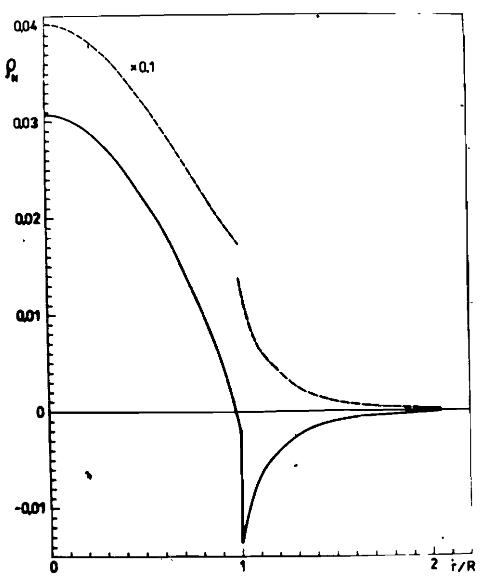


Рис. 1. Распределение плотности заряда в свободном нуклоне при B = 0,1 ГэВ/фм^3, R = 0,975 фм. Сплошная кривая – плотность $\rho_n(r)$ заряда в нейтроне, штрихованная – $\rho_p(r)$ в протоне. R – радиус мешка-нуклона. Плотность приведена в единицах e/фм^3. (Для $r < R$ плотность протонного заряда разделена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

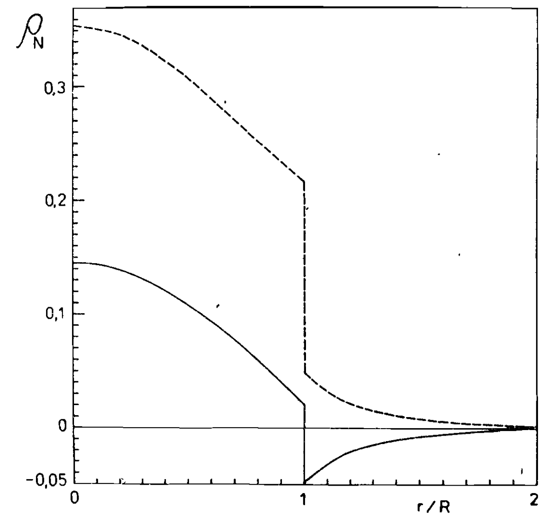


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но для нуклона в ядерном веществе обычной плотности $\rho_0 = 0,5 = 0,18$ фм$^{-3}$.

Таблица

Радиус мешка-нуклона R (фм), импульс кварков p ($m_\pi c^2$), x = pR, средние квадратичные зарядовые радиусы нейтрона $<r_n^2>^{1/2}$(фм) и протона $<r_p^2>^{1/2}$(фм) свободного нуклона ($\rho = 0$) и нуклона в ядерном веществе нормальной плотности ($\rho = \rho_0 = 0,50 = 0,18$ фм$^{-3}$) для различных вакуумных давлений B (ГэВ/фм^3). Расчет величин R, p, x с B = 0,2 выполнен согласно работе [2], а с B = 0,1 и B = 0,05 – согласно [3].

B	0,05		0,1		0,2	
ρ	0	ρ_0	0	ρ_0	0	ρ_0
R	1,16	1,115	0,975	0,90	0,827	0,802
x	2,0	1,87	2,0	1,8	1,99	1,85
p	2,415	2,348	2,872	2,80	3,369	3,222
$<r_n^2>^{1/2}$	-0,262	-0,531	-0,270	-0,528	-0,275	-0,515
$<r_p^2>^{1/2}$	0,888	0,978	0,755	0,850	0,665	0,784

характеризуется именно величинами $<r_n^2>^{1/2}$, $<r_p^2>^{1/2}$. При этом, анализируя рассеяние электронов на ядрах, следует учитывать вклад в распределение электрического заряда в ядре не только протонов, но и нейтронов, т.к. величины $<r_p^2>^{1/2}$, $<r_n^2>^{1/2}$ в ядре могут оказаться одного порядка. Согласно результатам наших исследований в таких явлениях /16, 8/ может обнаружиться увеличение эффективных размеров протона в ядре $<r_p^2>^{1/2}$, но не более, чем на ~15%. Глубоконеупругое рассеяние лептонов на ядрах определяется, как можно заключить из работ /5, 6, 12–15/, импульсами кварков p и размерами мешка R, но не величинами $<r_N^2>^{1/2}$. Анализ упругого рассеяния протонов с энергией ~1 ГэВ на ядрах, подобный выполненному в /16/, может дать, видимо, оценку величины R, хотя от распределения электрического заряда в ядре сечение рассеяния протонов также зависит. Можно отметить, что из поглощения антинуклонов ядрами можно также получить сведения о размерах R нуклона в ядре, но такой анализ, насколько нам известно, не производился. Как можно заключить из наших расчетов, во всех этих явлениях обнаружится уменьшение эффективного размера нуклона в среде на несколько процентов, причем импульс кварков также уменьшится, правда, совсем незначительно.

Таким образом, изменения эффективных размеров мешка-нуклона (и импульса кварков), которые можно извлечь из анализа различных опытов, оказываются различными, но вызваны они одной причиной — изменением свойств пионного поля в ядерной среде. Следует отметить, что использованный в этой работе подход можно применить и для исследования иных свойств мешка-нуклона в ядерном веществе: магнитного момента, поляризуемости и т.п. Разумеется, мы провели в данной работе качественное исследование изменений, которые претерпевает мешок-нуклон в ядерном веществе, и не можем претендовать на точное количественное описание опытных данных. О справедливости полученного нами описания мешка-нуклона в ядерном веществе можно будет судить по результатам дальнейшего тщательного анализа различных экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Thomas A.W. – Adv.Nucl.Phys., 1984, 13, p.1.*
2. *Бунатян Г.Г. ОИЯИ, Р2-84-840, Дубна, 1984; ЯФ, 1986, 43, с.294.*
3. *Бунатян Г.Г. ОИЯИ, Р2-85-838, Дубна, 1985.*
4. *Бунатян Г.Г. В сб.: "Нуклон-нуклонные и адрон-ядерные взаимодействия при промежуточных энергиях" Л.: ЛИЯФ АН СССР, 1986, с.467.*
5. *Aubert J.J. et al. – Phys.Lett., 1983, B123, p.275.*
6. *Jaffe R.L. – Phys.Rev.Lett., 1983, 50, p.228.*
   Close F.E. et al. – Phys.Lett., 1983, B129, p.346.
   Staszel M. et al. – Phys.Rev., 1984, D11, p.2638.
   Jaffe R.L. et al. – Phys.Lett., 1984, 134B, p.449.
   Jaffe R.L et al. – Phys.Rev., 1985, D31, p.1004.
   Франкфурт Л.Л., Стрикман М.И. – ЯФ, 1985, 41, с.485.
7. *Jaffe R.L. – Comm.Nucl.Part.Phys., 1984, 13, p.39.*
   Llewellyn Smith C.H. – Nucl.Phys., 1985, A434, p.35.
   Birbrair B.L. et al. – Phys.Lett., 1986, B166, p.119.
   Llewellyn Smith C.H. – Phys.Lett., 1983, B128, p.107.
   Ericson E.L., Thomas A.W. – Phys.Lett, 1983, B129, p.112.
   Wiringa B. et al. – Phys.Rev.Lett., 1983, 51, p.997.
   Titov A.I. JINR, E2-83-460, Dubna, 1983.
   Титов А.И. – ЯФ, 1984, 40, с.76.
   Саперштейн Э.Е., Шматиков М.У. – Письма в ЖЭТФ, 1985, 41, с.44.
8. *Celenza L.S. et al. – Phys.Rev., 1985, C31, p.232.*
   Celenza L.S. – Phys.Rev., 1985, C31, p.946.
9. *Serot B., Walecka J.D. – Adv.Nucl.Phys., 1985, 16, p.1.*
10. *Saperstein E.I., Starodubsky V.E. LNPI-1216, Leningrad, 1986.*
11. *Khodel V.A., Saperstein E.I. – Phys.Rep., 1985, 92, p.183.*
    Negele J.W. – Comm.Nucl.Part.Phys., 1985, 14, p.303.
12. *Barreau P. et al, – Nucl.Phys., 1983, A402, p.515.*
    Meziani Z. et al. – Phys.Rev.Lett., 1984, 52, p.2130: 1985, 54, p.1233.
13. *Noble J. – Phys.Rev.Lett., 1981, 46, p.412.*
14. *Alberico W.M. et al. Lycen /8614, 1986.*
15. *Sick I. – Nucl.Phys., 1985, A434, p.677.*
16. *Зверев М.В., Саперштейн Э.Е. – ЯФ, 1987, 45, с.1212.*
17. *Glauber R. – Lett.Theor.Phys., 1959, 1, p.315.*
    Sitenko A.G. – Fortsch.Phys., 1974, 22, p.453.
18. *Shifman M.A. et al. – Nucl.Phys., 1979, B147, p.385; p.448, p.519.*
    Reinders L.J. et al. – Nucl.Phys., 1981, B186, p.109.
19. *Бунатян Г.Г. – ЯФ, 1979, 30, с.258; – ЯФ, 1980, 31, с.1186.*
20. *Бунатян Г.Г. – ЯФ, 1985, 41, с.875.*
21. *Бунатян Г.Г., Мишустин И.Н. – ЯФ, 1982, 36, с.1121.*
    Bunatian G.G., Mishustin I.N. – Nucl.Phys., 1983, A404, p.525.
22. *Dyson F. – Phys.Rev., 1951, 83, p.608.*
23. *Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Релятивистская квантовая теория. М.: "Наука", 1971, ч.2, с.48.*
24. *Боголюбов Н.Н., Ширков Д.В. Введение в теорию квантованных полей. М.: Гостехиздат, 1957, гл.III, V.*
25. *Ward J.C. – Phys.Rev., 1950, 78, p.182L.*
26. *Kroll N.M., Ruderman M.A. – Phys.Rev., 1954, 93, p. 233.*
27. *Thomas A.W., Theberge S., Miller G.A. – Phys.Rev., 1981, D24, p.216.*
    Theberge S., Miller G.A., Thomas A.W. – Can.J.Phys., 1982, 60, p.59.
    Бунатян Г.Г. ОИЯИ, Р2-86-408, Дубна, 1986; – ЯФ, 1987, 46, с.604.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 октября 1987 года.

Бунатян Г.Г.

Р2-87-777

Исследование размеров нуклона в ядерном веществе

В модели кирального мешка CBM исследуются размеры нуклона в ядерном веществе. Показано, что усиление пионного поля в ядерном веществе, обусловленное смягчением пионной моды, ведет к уменьшению размеров области, в которой заперты образующие нуклон кварки, и к увеличению среднего квадратичного зарядового радиуса нуклона. Результаты расчетов сопоставляются с опытными данными.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод автора

Bunatian G.G.

P2-87-777

The Investigation of the Nucleon Size in the Nuclear Matter

The nucleon size in the nuclear matter is investigated according to the cloudy bag model (CBM). It is shown, that the pion field strengthening caused bei the pion mode softening in the nuclear matter leads to the decreasing of the size R of the domain, where the quarks composin the nucleon are confined. At the same time, the nucleon r.m.s. charge radii increase due to the same reason — the pion mode softening. The results of the calculations are compared with the corresponding experimental data.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987