ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Р2 - 11049

В.К.Лукьянов, А.И.Титов, С.М.Доркин

О СУЩЕСТВОВАНИИ МНОГОБАРИОННЫХ КОНФИГУРАЦИЙ - ФЛУКТОНОВ В АТОМНЫХ ЯДРАХ

1977

P2 - 11049

В.К.Лукьянов, А.И.Титов, С.М.Доркин*

О СУЩЕСТВОВАНИИ МНОГОБАРИОННЫХ КОНФИГУРАЦИЙ - ФЛУКТОНОВ В АТОМНЫХ ЯДРАХ

Направлено в "Physics Letters"

---

* Московский государственный университет.

Лукьянов В.К., Титов А.И., Доркин С.М. P2 - 11049

О существовании многобарионных конфигураций флуктонов в атомных ядрах

Анализируется вероятность существования многобарионных состояний - флуктонов в ядрах. В основе рассмотрения лежит предположение о флуктоне как о нестабильном многобарионном адронном мешке. Результат расчета вероятности существования двухбарионной системы согласуется с экспериментальными данными по упругому ed -рассеянию, а вероятности многобарионных систем (A>2) коррелируют с экспериментальными данными по кумулятивному рождению частиц в адрон-ядерных столкновениях.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Lukyanov V.K., Titov A.I., Dorkin S.M. P2 - 11049

On the Existence of Multibaryonic Configurations-Fluctuons in Atomic Nuclei

The probability of finding multibaryonic configurations-fluctuons in nuclei is analysed. We assume the fluctuon is an unstable multibaryonic hadron bag. The calculated probability for the two-baryonic system agrees to the "ed" elastic scattering data. The calculations for heavier fluctuons correlate with the cumulative production in the hadron-nuclear collisions.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

1. Первоначально идея флуктонов в ядрах возникла как представление о флуктуациях сжатия ядерного вещества в малых объемах $V_\xi = \frac{4}{3}\pi r_\xi^3 << V_A = \frac{4}{3}\pi r_0^3 A$ [1].

Их вероятность существования оценивалась качественно на основе классической теории флуктуаций идеального газа. С учетом нормировки сечений она равна

$$\beta_k^A = \binom{A}{k}\left(\frac{V_\xi}{V_0}\right)^{k-1} A^{1-k}, \qquad /1/$$

где k - число нуклонов во флуктоне. Предназначенная вначале для интерпретации данных по квазиупругому выбиванию кластеров из ядер [2], эта идея позднее была развита [3] для объяснения основных закономерностей кумулятивного эффекта [4,5] в pA -столкновениях при высоких энергиях $1 \div 10$ *ГэВ*, а также для объяснения [6] данных упругого [7] и глубоконеупругого [8] рассеяния электронов дейтронами. Соответствующие сечения и формфакторы представляются тогда в виде [3,7]

$$d\sigma_A = \sum_k \beta_k^A d\sigma_k; \quad F_A(q^2) = \sum_k \beta_k^A F_k(q^2). \qquad /2/$$

При этом пришлось углубить понятие флуктона, предполагая: а/ что реакция на нем идет как на объекте, в котором нуклоны теряют свою индивидуальность /кумулятивность [4]/, б/ что расчет соответствующих сечений $d\sigma_k$ и формфакторов F_k следует проводить на основе кварк-партонных представлений о структуре флуктона [9]. Пока здесь вероятности β_k выступали, по существу, как параметры. Однако анализ указанных экспериментов показал, что получаемые значения отношений r_ξ / r_0 всюду постоянны и равны 0,63, то есть для эффективного радиуса взаимодействия нуклона в ядре $r_0 = 1{,}2$ *Фм* получается, что радиус корреляции r_ξ во флуктоне $r_\xi = 0{,}75$ *Фм* - величина порядка радиуса кора NN- -сил. Это наталкивает на мысль о глубокой связи кора как феноменологического понятия с микроструктурой двух и большего числа нуклонов на относительно малых расстояниях, т.е. то, что мы называем сейчас флуктоном. В данной работе сделаны оценки вероятности существования многобарионных конфигураций в ядрах на основе одной из моделей кваркового мешка и проанализированы основные закономерности их поведения.

Определим вероятность β_k^A следующим образом:

$$\beta_k^A = b_k^A D_k , \qquad /3/$$

где: b_k^A - вероятность нахождения в ядре A ядерного кластера /не "сжатого"/ из k нуклонов, D_k - вероятность нахождения этого кластера в состоянии флуктонного сжатия. По существу, D_k - вероятность фазового перехода k- нуклонов в состояние 3k кваркового объекта. Расчет b_k^A можно выполнить обычными методами ядерной физики, и мы на этом останавливаться не будем. D_k определяется как интеграл по объему флуктона:

$$D_k = \int_r |\psi(1, \ldots, k)|^2 \, dr , \qquad /4/$$

где ψ - волновая функция k нуклонов в системе их центра масс, вычисляемая путем решения уравнения Шредингера. В конечном итоге вероятность проникновения нуклонов на малые взаимные расстояния определяется заданием ядерного потенциала - отталкивания в этой области пространства.

2. Начнем с уравнения для простейшего случая - двухбарионных состояний:

$$\left[\frac{d^2}{d\rho^2} - \frac{2\mu}{\hbar^2}(\tilde{V} + \theta(R_c - \rho)V_0 - \epsilon\right]\chi(\rho) = 0; \chi(\rho) = \rho\psi(\rho). \qquad /5/$$

Здесь ρ - расстояние между нуклонами, $\tilde{V}$ - притягивающий потенциал, обусловленный обменом мезонами, V_0 - отталкивающий барьер, R_c - радиус "кора". Высоту барьера V_0, следуя /10/, найдем как разность энергии 6-кваркового адронного "дейтроно-подобного" мешка и массы дейтрона

$$V_0 = E(6) - 2mc^2 . \qquad /6/$$

Для расчета E(3k) используем модель сферического адронного мешка - "MIT-bag" /11/ , где масса 3k -кварковой системы определена выражением

$$E(3k) = E_V + E_0 + E_Q + E_M . \qquad /7/$$

Здесь E_V - энергия внешнего давления, не позволяющая кваркам оказаться за пределами мешка, E_0 - "нулевая" энергия поля кварков, E_Q - вклад свободной и кинетической энергии кварков, E_M - энергия взаимодействия кварков. Расчет /6/ для шестикварковой системы дает $V_0(6) = 0{,}27$ *ГэВ*. Решение уравнения /5/ имеет вид:

$$\chi(\rho) = \begin{cases} \chi_1(\rho) = c_1 \operatorname{sh}(p\rho), & \rho \le R_c , \; p = \sqrt{2\mu V_0/\hbar^2} , \\ \chi_2(\rho) = c_2 e^{-a\rho}, & \rho \ge R_c , \end{cases} \qquad /8/$$

где $\chi_2(\rho)$ - "обычная" волновая функция дейтрона, определяющая его средние характеристики: размер, энергию связи и т.д., так что параметр a фиксирован: $a = \dfrac{1}{R_d}$; $R_d = 1{,}7$ *Фм*. Коэффициенты c_1 и c_2 определяются из условия сшивания χ_1 и χ_2 в точке $\rho = R_c$ и нормировки. В итоге, используя /4/, /8/, получаем:

$$D_2 = \int_0^{R_c} d\rho \, |\chi_1(\rho)|^2 = \frac{aR_c}{2}\left[\frac{\operatorname{ch}(2x)}{2x} - 1\right]\frac{e^{-2aR_c}}{\operatorname{sh}^2 x}, \; (x = pR_c). \qquad /9/$$

Подставив сюда $R_c = 0{,}5$ *Фм*, находим $D_2 \simeq 8 \cdot 10^{-2}$.

3. Основная трудность расчета D_k для большего числа нуклонов состоит в том, что уравнение типа /5/ становится многомерным и переменные в нем не разделяются. Здесь, однако, можно воспользоваться специальным выбором коллективной переменной ρ, отвечающей переходу во флуктонное состояние:

$$\rho^2 = \frac{1}{k} \sum_{i>j} (\vec{r}_i - \vec{r}_j)^2 . \qquad /10/$$

Остальные $3k-4$ переменных являются гиперуглами в $3(k-1)$ -мерном пространстве. Из определения /10/ следует, что $\langle \rho^2 \rangle$ связано с размером системы $\langle R_k^2 \rangle$ и среднеквадратичным расстоянием между нуклонами $\langle r^2 \rangle$:

$$\langle \rho^2 \rangle = k \langle R_k^2 \rangle = (k-1) \langle r^2 \rangle . \qquad /11/$$

Волновую функцию k -нуклонного кластера ищем в виде:

$$\psi(1,2,3,\dots,k) = \rho^{\frac{3k-4}{2}} \sum_{\mathcal{K},\gamma} \chi_{\mathcal{K}\gamma}(\rho) U_{\mathcal{K}\gamma}(\Omega_{\vec{\rho}}, \Omega_{\vec{s}\,\vec{\tau}}) . \qquad /12/$$

Здесь $U_{\mathcal{K}\gamma}$ зависят от углов в координатном и спин-изоспиновом пространстве и обеспечивают антисимметризацию полной волновой функции /12/. Функции $\chi_{\mathcal{K}\gamma}$ находим из уравнения:

$$\left[\frac{d^2}{d\rho^2} - \frac{\mathcal{L}_{\mathcal{K}}(\mathcal{L}_{\mathcal{K}}+1)}{\rho^2} - \frac{2m}{\hbar^2}(E + V_{\mathcal{K}\gamma}^{\mathcal{K}\gamma})\right]\chi_{\mathcal{K}\gamma}(\rho) =$$

$$= \sum_{\mathcal{K}'\gamma' \neq \mathcal{K}\gamma} V_{\mathcal{K}\gamma}^{\mathcal{K}'\gamma'} \chi_{\mathcal{K}'\gamma'} , \qquad /13/$$

где $\mathcal{L}_{\mathcal{K}} = \mathcal{K} + \frac{3}{2}(k-2)$, а $V_{\mathcal{K}\gamma}^{\mathcal{K}'\gamma'}$ - матричные элементы потенциалов взаимодействия. Нас интересует область малых ρ, где доминирует "центробежный" потенциал $\frac{\mathcal{L}(\mathcal{L}+1)}{\rho^2}$, поэтому в методе $\mathcal{K}$-гармоник" достаточно ограничиться нулевой итерацией по недиагональным матричным элементам $V_{\mathcal{K}\gamma}^{\mathcal{K}'\gamma'}$, при этом основной вклад в сумму /12/ дает слагаемое с минимально возможным $\mathcal{K}$:

$$\mathcal{K}_{min} = \sum_{i=1}^{k} (\ell_i + 2n_i), \qquad /14/$$

где ℓ, n - орбитальный момент и главное квантовое число нуклонов в кластере. Для легких ядер ^3H, ^3He, ^4He, $\mathcal{K}_{min} = 0$ и быстро растет для более тяжелых ядер. В итоге вместо /13/ получаем:

$$\left[\frac{d^2}{d\rho^2} - \frac{\mathcal{L}(\mathcal{L}+1)}{\rho^2} - \frac{2m}{\hbar^2}(\tilde{V}(\rho) + \theta(R_c(k-1)^{1/2} - \rho)V_0(3k) - E)\right]\chi_{\mathcal{K}}(\rho) = 0. \qquad /14/$$

Как и в случае с дейтроном, найдем величину кора в k -нуклонной системе с помощью соотношения:

$$V_0(k) = E(3k) - k\,mc^2 . \qquad /15/$$

Соответствующие значения $V_0(k)$, рассчитанные в модели "MIT-bag" /11/, приведены в *таблице*. Ядерную часть потенциала $\tilde{V}(\rho)$ выбираем простейшим образом - в виде гармонического осциллятора. Решения уравнения /14/ ищем в двух областях

$$\chi(\rho) = \begin{cases} c_1 \sqrt{p\rho}\, I_{\mathcal{L}+1/2}(p\rho) & \rho \le \rho_c \quad p = \sqrt{\frac{2mV_0}{\hbar^2}}, \\ c_2 \rho^{\mathcal{L}} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{\rho}{R_k}\right)^2\right) & \rho \ge \rho_c \end{cases} \qquad /16/$$

где: $\rho_c = R_c(k-1)^{1/2}$, R_k - радиус нуклонного кластера, $I_\lambda(x)$ - функции Бесселя мнимого аргумента.

Таблица

k	2	3	4	5	6
V_0 */ГэВ/*	0,27	0,80	0,99	1,37	1,62

Используя /4/, /16/ и условие нормировки, для вероятности находим:

$$D_k = \int_0^{\rho_c} d\rho\,|\chi|^2 = \frac{(\rho_c/R_k)^{2\mathcal{L}+1}}{\Gamma(\mathcal{L}+\frac{1}{2})}\left(1-d^2+d\,\frac{2\mathcal{L}+1}{p\rho_c}\right);$$

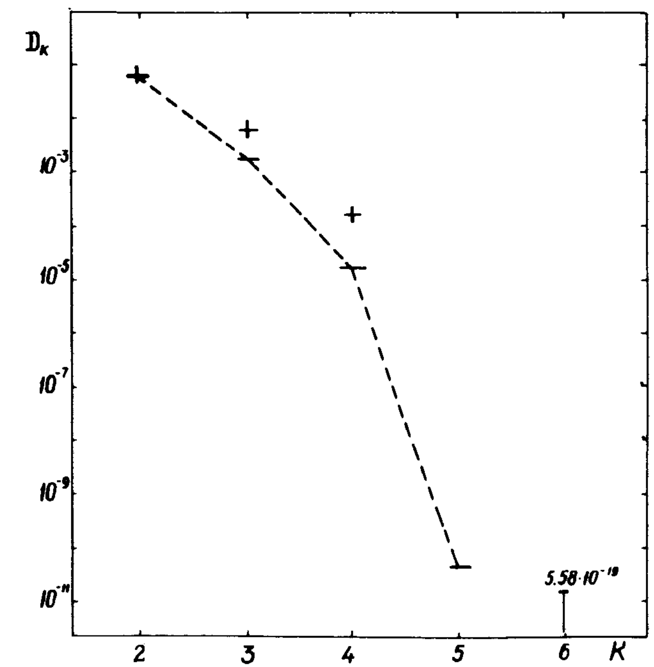
$$d = \frac{I_{\mathcal{L}-\frac{1}{2}}(p\rho_c)}{I_{\mathcal{L}+\frac{1}{2}}(p\rho_c)}. \qquad /17/$$

Из /17/ следует, что $D_k \sim (R_c/R_0)^{3k}$, т.е. соответствует феноменологической формуле /1/, однако смысл выражения /17/ гораздо более глубокий.

На *рисунке* приведен расчет вероятностей многобарионных конфигураций по формуле /17/; всюду бралось R_c = 0,5 *Фм*. Видно, что D_k сильно убывает с ростом k. Скачок в D_k при переходе от $k = 4(^4He)$ к $k = 5(^5Li)$ вызван увеличением K_{min} от нуля до единицы соответственно, что связано с началом заполнения новой оболочки с $\ell = 1$ при переходе от ^4He к $^5He(^5Li)$ и запрещает одновременное пребывание всех 5 нуклонов в малом объеме из-за соотношения неопределенности. Значение вероятности двухбарионной системы в дейтроне 8÷9% хорошо согласуется с данными по упругому ed-рассеянию /8/. Рассчитанные значения $D_k(k>2)$ носят предсказательный характер. Однако их порядок величины можно сравнить с соответствующим результатом анализа кумулятивного рождения частиц в $pA \to C + \ldots$ реакциях. Крестиками на рисунке обозначена величина:

$$(D_k)_{\text{эксп.}} = \frac{\beta_k^A}{b_k^A};\quad b_k^A = \binom{A}{k}\left(\frac{kV_0}{AV_0}\right)^{k-1}, \qquad /18/$$

где β_k - величина, извлеченная из экспериментальных данных с помощью представления /2/ в форме /1/. Видно, что рассчитанные вероятности в основном правильно согласуются с соответствующими "экспериментальными" значениями.



Вероятность существования флуктонов с k нуклонами в ядрах.

Авторы благодарят проф. Д.И.Блохинцева за внимание и постоянный интерес к работе, В.А.Матвеева - за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Блохинцев Д.И. ЖЭТФ, 1977, 33, с.1295.*
2. *Ажгирей Л.С. и др. ЖЭТФ, 1957, 33, с.1185.*

3. *Burov V.V., Lukyanov V.K., Titov A.I. Phys.Lett., 1977, 67B, p.46. Burov V.V., Lukyanov V.K., Titov A.I. Proc. of Int. Conf. on Selected Topics in Nuclear Structure, v. II, JINR, D-9920, Dubna, 1976, p.432.*
4. *Балдин А.М. ЭЧАЯ, 1977, 8, с.429.*
5. *Лексин Г.А. Лекции МИФИ. М., 1975.*
6. *Burov V.V. e.a. JINR,* E2-11091, *Dubna, 1977.*
7. *Arnold R.G. e.a. Phys.Rev.Lett., 1975, 35, p.776.*
8. *Schütz W.P. e.a. Phys.Rev.Lett., 1977, 38, p.259.*
9. *Ефремов А.В. ЯФ, 1976, 24, с.1208.*
10. *Matveev V.A., Sorba P. FERMILAB-PUB-77/36-THY, Batavia, 1977.*
11. *De Grand e.a. Phys. Rev., 1975, D12, p.2060.*
12. *Бадалян А.И. и др. ЯФ, 1967, 6, с.473.*

Рукопись поступила в издательский отдел
31 октября 1977 года.