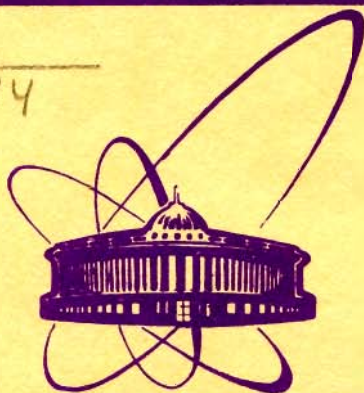


Л-844



объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

85/2-80

14/1-80

P2 - 12754

В.К.Лукьянов, Б.Л.Резник, А.И.Титов

О ВЕРОЯТНОСТИ

ШЕСТИКВАРКОВЫХ КОНФИГУРАЦИЙ В ДЕЙТРОНЕ

1979

P2 - 12754

В.К.Лукьянов, Б.Л.Резник,* А.И.Титов

О ВЕРОЯТНОСТИ

ШЕСТИКВАРКОВЫХ КОНФИГУРАЦИЙ В ДЕЙТРОНЕ

Направлено в "Physics Letters"

* Дальневосточный государственный университет
/Владивосток/.

Лукьянов В.К., Резник Б.Л., Титов А.И.

P2 - 12754

О вероятности шестикварковых конфигураций
в дейтроне

В рамках нерелятивистской осцилляторной кварковой модели рассчитана примесь шестикварковой конфигурации $[s^6]$ и $[s^4p^2]$ в дейтроне. Полученное значение /порядка одного процента/ согласуется с имеющимися экспериментальными указаниями.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

Lukjanov U.K., Reznik B.L., Titov A.I.

P2 - 12754

On a Probability of the Six-Quark
Configurations in the Deuteron

The admixture of the six-quark configurations $[s^6]$ and $[s^4p^2]$ in the deuteron has been calculated in the framework of the nonrelativistic oscillator quark model. The found values within one percent are in agreement with experimental indications.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

* В последнее время уже принято вводить 6-кварковую компоненту в двухнуклонную волновую функцию

$$\psi = \phi_{np}(\vec{R}) \chi + C(\alpha) \psi_{\alpha}(6q), \quad /1/$$

где \vec{R} - расстояние между двумя центрами масс 3-кварковых систем, а $\chi = \chi_n \chi_p$. Функция ψ_{α} действует в пределах 6-кваркового "мешка", а ϕ_{np} - в основном за пределами мешка.

Эксперименты при больших переданных импульсах указывают, что возможная величина C -примеси весьма мала: $\approx 2-7\%^{1,2/}$. Естественно, для уверенности необходимо иметь соответствующие теоретические расчеты. Однако до сих пор кварковые модели использовались в основном для целей кварковой спектроскопии, а не для расчета C -компонент. Единственные оценки для ядер 2D , 3H , 3He были сделаны в работах $^{3,4/}$, где рассчитывалась вероятность одновременного проникновения нуклонов в центральную область ядра с размерами порядка размеров кваркового мешка.

Здесь мы дадим микроскопическую теорию дейтрона и рассчитаем C -примеси на основе нерелятивистской кварковой модели, использовавшейся ранее $^{5/}$ для расчета нуклон-нуклонного отталкивания на малых расстояниях. Эта модель имеет дело с осцилляторным кварк-кварковым взаимодействием вида

$$V(N) = \sum_{i < j}^N V_{ij} = \sum_{i < j}^N (V_{ij}^I + V_{ij}^{II}), \quad /2/$$

$$V_{ij}^I = -\frac{K}{2} \lambda_i^a \lambda_j^a (\vec{r}_i - \vec{r}_j)^2, \quad V_{ij}^{II} = \frac{1}{6} \left(\frac{\hbar}{m_q c} \right)^2 \vec{\sigma}_i \vec{\sigma}_j \nabla^2 V_{ij}^I, \quad /3/$$

где N - число кварков в системе, λ^a - цветные матрицы $SU(3)$, а параметры $m_q c^2 = 151$ МэВ и $E_0 = \left(\frac{\hbar K}{m_q} \right)^{1/2} = 75$ МэВ выбраны так, чтобы объяснить массы частиц p , Δ и радиус $\langle r^2 \rangle_p^{1/2} \approx 1$ фм. С этими же параметрами были рассчитаны $^{6/}$ энергии нижайших состояний 6-кварковой системы $E_{\alpha} = \Delta(\alpha) + 2m_q c^2$, где

m - масса нуклона. Оказалось, что $\Delta(s^6) = 350$ МэВ для $[s^6]$ пространственной конфигурации кварков и $\Delta(s^4 p^2) = 130$ МэВ для $[s^4 p^2]$. Размеры 6-кварковой системы в этих состояниях - порядка нуклонных, что значительно меньше радиуса дейтрона ($\langle r^2 \rangle_{6q}^{1/2} \approx 2 \Omega_6^{1/2} \approx 1$ фм; $\Omega_N = 24 \sqrt{N/3(N-1)} m_q c^2 E_0$).

Подставим теперь /1/ в уравнение $(T+V-E)\psi \approx 0$, где V , вообще говоря, - неизвестный потенциал, затем умножим его сначала на $\langle \chi |$, а потом на $\langle \psi_\alpha |$. Тогда, используя уравнения для нуклона $(t(3q) + V(3q) - m)\chi_p = 0$ и для 6-кварковой α -конфигурации $(T + V(6q) - E_\alpha)\psi_\alpha = 0$, найдем систему связанных уравнений*:

$$(T(\vec{R}) + V_d(\vec{R}) - E_d)\phi_{np}(\vec{R}) = -C(\alpha)\langle \chi | V - V(6q) | \psi_\alpha \rangle, \quad /4/$$

$$\langle \psi_\alpha | V - V_p(3q) - V_n(3q) | \phi_{np} \chi \rangle + C(\alpha)(E_\alpha - E) = -C(\alpha')\langle \psi_\alpha | V - V(6q) | \psi_\alpha \rangle,$$

$$\text{где } E_d = E - m_n - m_p = 2,23 \text{ МэВ, а} \quad /5/$$

$$V_d(\vec{R}) = \langle \chi | V - V_p(3q) - V_n(3q) | \chi \rangle. \quad /6/$$

Уравнения /4/, /5/ связывают обычное состояние дейтрона, состоящего из нуклонов, с необычным 6-кварковым.

Заметим, что из-за присутствия "мешковой" функции ψ_α переменные в правых частях уравнений /4/, /5/ изменяются в пределах малой области пространства порядка размеров "мешка". В этой области истинный потенциал V будет весьма близок к

$$\text{модельному } V(6q) = \sum_{i < j}^6 V_{ij}. \quad \text{А это означает, что правая}$$

* Заметим, что точнее вместо ψ_α использовать функцию $\psi'_\alpha = (\psi_\alpha - \delta \psi_\alpha(np)) / (1 + \delta^2)^{1/2}$, где $\psi_\alpha(np)$ есть np -компонент 6-кварковой функции ψ_α , а δ - ее примесь: $1 \gg \delta \approx 0,11^{3/4}$. Функция ψ'_α точно ортогональна $\phi_{np} \chi$ в /1/. Однако в дальнейшем используемый потенциал будет автоматически исключать другие компоненты, так что использование ψ'_α вместо ψ_α теряет смысл.

часть уравнений /4/, /5/ оказывается пренебрежимо мала. Значит, уравнение /4/ описывает обычное состояние дейтрона и $V_d(\vec{R})$ может быть выбрано в виде обычного феноменологического пр-потенциала. Уравнение /5/ дает тогда 6-кварковую примесь в виде

$$C(a) = -\frac{1}{\Delta(6q)} \langle \psi_a | \sum_{\substack{i=1,2,3 \\ j=4,5,6}} (V_{ij}^I + V_{ij}^{II}) | \phi_{np} \chi \rangle = C^I(a) + C^{II}(a). \quad /7/$$

Для расчета /7/ мы сначала выбираем функцию ψ_a так, что все кварки находятся в s-состоянии / $[s^6]$ - конфигурация/:

$$\psi_a = \left(\frac{\Omega_6}{\pi}\right)^{\frac{15}{4}} \exp\left(-\frac{1}{2} \Omega_6 (\eta_1^2 + \eta_2^2 + \xi_1^2 + \xi_2^2 + R^2)\right) |CSI\rangle, \quad /8/$$

где $\eta_{1,2}$, $\xi_{1,2}$ - координаты Якоби, а в цветной спин-изо-спиновой функции

$$|CSI\rangle = \frac{1}{\sqrt{10}} (1 - \sum_{kl} P_{kl}^C P_{kl}^{SI}) |CSI\rangle_{np} \quad /9/$$

операторы P_{kl} осуществляют перестановку кварков, относящихся к различным нуклонам. Подставляя /2/, /3/, /8/ и /9/ в /7/, получаем цветную часть C-примеси в виде

$${}_{np} \langle C | -\lambda_i^a \lambda_j^a P_{kl}^C | C \rangle_{np} = \frac{4}{9} a_i^k a_j^\ell, \text{ где } a_i^k = 3\delta_{ik} - 1. \text{ Затем в матричном элементе } C^I \text{ делаем замену } (\vec{r}_i - \vec{r}_j)^2 = (\vec{R} + \vec{x}_i - \vec{y}_j)^2,$$

где $\{x_i\}$ - координаты кварков относительно центра одного нуклона, а $\{y_i\}$ - относительно центра другого. Это дает пространственные матричные элементы типа $\langle |x_i|^2 \rangle$, зависящие только от индекса i /или j/, и типа $\langle |x_i y_j| \rangle$, зависящие от двух индексов. Первые сопровождаются цветными матричными элементами, которые являются суммами по свободным индексам $\sum_j a_j^\ell = 0$ и поэтому обращаются в нуль. Вторые также равны нулю из-за того, что пространственная функция симметрична, а соответствующий оператор нечетен. Таким образом, имеем

$$C(s^6) = C^{II}(s^6). \text{ В противоположность этому в случае } [s^4 p^2] \text{ - конфигурации получается } C(s^4 p^2) = C^I(s^4 p^2).$$

Для проведения численных расчетов мы выбрали дейтронную функцию ϕ_{np} в поле феноменологического потенциала. В качестве такового были взяты потенциалы с твердым кором /Рейд/, с мягким кором /Рейд/ и потенциал Хюльтена. Сама C-примесь есть сумма по двум указанным состояниям: $C^2 = |C(s^6)|^2 + |C(s^4 p^2)|^2$.

Таблица показывает результаты расчетов. Видно, что σ^2 относительно мало изменяется при переходе от одного потенциала к другому, а ее величина качественно соответствует тому, что получалось из экспериментов по ed -рассеянию^{/1/} и кумулятивным процессам при больших передачах импульса^{/2/}, хотя теоретическое значение оказывается в несколько раз меньше экспериментального. Одна из причин последнего - это то, что мы учитывали только два простейших состояния b -кварковой конфигурации из большого числа возможных. Расхождение должно уменьшиться при учете других таких состояний. Это можно рассматривать как следующую ступень в изучении многокварковых конфигураций в ядрах.

Таблица

V_d	Хьюлтен	Рейд /мягкий кор/	Рейд /жесткий кор/
$c^2(^6s)$	$1.11 \cdot 10^{-2}$	$0.31 \cdot 10^{-2}$	$0.22 \cdot 10^{-2}$
$c^2(^4s^2p)$	$1.07 \cdot 10^{-2}$	$0.30 \cdot 10^{-2}$	$0.20 \cdot 10^{-2}$
$c^2 = \Sigma$	$2.18 \cdot 10^{-2}$	$0.61 \cdot 10^{-2}$	$0.42 \cdot 10^{-2}$

ЛИТЕРАТУРА

1. Arnold R.G. et al. Phys.Rev.Lett.,1975,35,p.776.
2. Baldin A.M. High Energy Physics and Nuclear Structure, 1975, eds. Nagle D.E. et al. (American Institute of Physics, New York,1975),p.621;
Lukyanov V.K., Titov A.I. Elementary Particles and Atomic Nuclei, 1979, 10, p.815.
3. Matveev V.A., Sorba P. Nuovo Cim.Letters,1977,20,p.443.
4. Lukyanov V.K., Titov A.I. In: Few Body Systems and Nuclear Forces. I.Ed.Zingl H. a.o. Springer-Verlag,1978,p.397.
5. Liberman D.A.Phys.Rev.,1977,D16,p.1542.
6. Neudachin V.G. In: Clustering Aspects of Nuclear Structure and Nuclear Reactions. Winnipeg,1978.Ed. by Van Oers W.T.H. e.o. University of Manitoba, p.469.

Рукопись поступила в издательский отдел
30 августа 1979 года.