УДК 53.01, 539.1.01, 539.12.01

ОБОБЩЕННЫЕ ПАРТОННЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ В МОДЕЛИ «БАРИОН КАК СОЛИТОН»

И.А. Перевалова, А.К. Сокольникова, Н.О. Митрофанов, К.А. Тресков

GENERALIZED PARTON DISTRIBUTIONS IN “BARION AS A SOLITON” MODEL

I.A. Perevalova, A.K. Sokolnikova, N.O. Mitrofanov, K.A. Treskov

В настоящее время не существует законченной модели, описывающей внутреннюю структуру адрона. Одним из способов ее опосредованного описания является построение обобщенных партонных распределений (ОПР). ОПР представляют собой распределения партонов по доле продольного импульса и расстоянию в поперечной плоскости от центра адрона. В настоящий момент ОПР могут наблюдаться в эксперименте и, следовательно, могут служить инструментом проверки правильности построенной теоретической модели для описания адрона. Таких моделей сейчас существует несколько, каждая имеет свои плюсы и минусы, однако ни одна не описывает структуру адрона полностью. Мы в данной работе развиваем модель бариона как устойчивого возмущения пионных полей, так называемого солитона. В такой модели мы построили ОПР для протона через киральный оператор из пионных полей. В результате были получены ограничения на поведение функции, образующей указанный кварковый оператор, что позволило расширить и уточнить существующую модель структуры адронов.

There is no completed model of internal hadron structure now. One of the way of its description is constructing the generalized parton distribution (GPD). GPD represents distribution of hadron components by the fraction of longitudinal momentum and distance from the center of the hadron in a transverse plane. In our days we can observe and measure the GPDs in experimental way. Therefore it can be means of checking considered theoretical model for studying hadrons. There are some models now, all them have advantages and disadvantages, but no one describes the structure of hadrons completely. In our investigation we develop the model of barion as a constant perturbation of a pion field called soliton. Within the model we have constructed the GPD for proton via a chiral operator of pion fields. As a result of our investigation we have obtained some restrictions for the function forming the operator. These restrictions will allow us to increase and precise the existent model of hadron structure.

Целью проводимого исследования является разработка теоретических методов изучения внутренней структуры адронов, и, в частности, – построение объединенного координатно-импульсного распределения партонов в фазовом пространстве внутри нуклона, рассматриваемого в рамках солитонной модели. Наиболее полная информация о микроскопической структуре материи содержится в совместном распределении ее составных частей по импульсу и координатам. Такое распределение нетрудно построить для классической системы, однако в квантовом случае невозможно одновременно измерять импульсы и координаты. В этом случае строят пространственное зарядовое распределение кварков по измеренному нуклонному форм-фактору или распределение по доле продольного импульса кварков, измеряемое при высокоэнергетичных жестких столкновениях. Обобщенное партонное распределение (ОПР) объединяет кинематику упругих форм-факторов и фейнмановских партонных распределений и в связи с этим является наглядной характеристикой внутренней структуры адрона. В данной работе мы построили ОПР для протона, рассмотренного в виде стационарных возмущений киральных кварковых полей (так называемого солитона).

Рассматриваемый эффективный киральный лагранжиан, состоящий из двух слагаемых – членов Вайнберга и Скирма [Skyrme, 1962], – имеет вид:

$$\Im_{eff} = \frac{F_\pi^2}{2} tr(\partial_\mu U\, \partial^\mu U^+) + \\ +C_1\, tr(\partial_\mu U\, \partial_\nu U^+ \partial^\mu U\, \partial^\nu U^+), \tag{1}$$

где $F_\pi \approx 93$ МэВ – постоянная слабого распада пиона, C_1 – некоторая постоянная, $U(x)$ – унитарная матрица, составленная из пионных полей:

$$U(x) = e^{i\sigma^a \pi^a(x)/F_\pi}. \tag{2}$$

Уравнения движения на таком лагранжиане сильно нелинейные (раскладывая $U(x)$ по пионным полям, получим нелинейность любой степени). Солитоном называется их статическое решение ($\partial_t U$=0), обладающее конечной энергией [Рубаков, 1999]. Необходимо рассматривать оба слагаемых в лагранжиане, так как, используя только первый член (член Вайнберга), невозможно получить компактные решения с конечной энергией (согласно теореме Дерека, вклад в энергию от первого слагаемого примерно равет $F_\pi^2 R,$ где R – конечный размер солитона; при стремлении энергии к минимуму, такое решение стремится к нулевому размеру). Член Скирма обеспечивает вклад в энергию ($\approx F_\pi^2 R + C_1/R$), дающий выгодный размер солитона при минимуме энергии. Однако уравнения движения при таком лагранжиане решить в общем виде не представляется возможным. Поэтому мы будем искать решение в следующем виде (так называемый «ежовый анзац») [Дьяконов, 1984]:

$$\pi^a(x) = \frac{x^a}{|\vec{x}|} \wp(|\vec{x}|), \; a = 1, 2, 3. \tag{3}$$

Здесь $\wp(|\vec{x}|)$ – некоторая функция, не зависящая от направления вектора $\vec{x}$. При подстановке данного анзаца в уравнения движения и решении их численно с хорошей точностью можно получить результат для этой функции:

$$\wp(|\vec{x}|) \approx 2\,\mathrm{arctg}\frac{R_0^2}{R^2}, \;\; R_0 \approx 1\ \text{фм}. \tag{4}$$

Такому анзацу соответствуют решения для функции $U(x)$, обладающие квантовыми числами протонов и нейтронов. Таким образом, нуклон представляется как устойчивое возмущение пионного поля.

По определению обобщенное партонное распределение представляется в виде [Muller, 1994]:

$$H(x,\xi,t)= \\ =\int\frac{d\lambda}{2\pi}e^{-i(nP)\lambda x}\left\langle N(p')\right|\bar{q}\left(\frac{\lambda n}{2}\right)\hat{n}q\left(-\frac{\lambda n}{2}\right)\left|N(p)\right\rangle, \quad (5)$$

где n^2=0 – световой вектор, $P^\mu=(p^\mu+p'^\mu)/2$ – приведенный импульс, $\xi=-(n\Delta)/2$ – передача импульса вдоль направления движения нуклона, передача $\Delta^\mu=p'^\mu-p^\mu$ и $t=\Delta^2$.

В приближении большой массы нуклона можем принять

$$p'^\mu=(M_N,\ \vec{\Delta}),\ p^\mu=(M_N,\ \vec{0}).$$

В этом случае $(nP)=1,\ \ n^\mu=(1/M_N,\ 0,\ 0,\ -1/M_N),$ $\xi=-\Delta^3/2M_N.$

Специфика задачи задается конкретным видом кваркового оператора в выражении (5). Основываясь на результатах работы [Kivel, 2002], мы адаптировали этот оператор на рассматриваемый случай бариона как солитона и привели его к виду:

$$\bar{q}\left(\frac{\lambda n}{2}\right)\hat{n}\ q\left(-\frac{\lambda n}{2}\right)\to \\ \to\frac{iF_\pi^2}{4}\int_{-1}^{1}d\beta\int_{-1+|\beta|}^{1-|\beta|}d\alpha\ L(\alpha,\ \beta)tr\times \quad (6) \\ \times\left[U\left(\frac{\alpha+\beta}{2}\lambda n\right)(n\partial)U^+\left(\frac{\alpha-\beta}{2}\lambda n\right)\right],$$

где производная действует в обе стороны.

В результате вычисления обобщенного распределения партонов в нуклоне как солитоне оно было получено в виде фурье-интеграла от матричного элемента с указанным киральным оператором и нуклонными полями в обкладках:

$$H(x,\ \xi,\ t)=\frac{F_\pi^2}{(2\pi)^3}\int d\alpha\, d\beta\, L(\alpha,\beta)\times \\ \times\int d^3p\,\delta\left(x+\alpha\xi-\beta\frac{p_3}{M_N}\right)\times \\ \times p_3\,tr\left[\tilde{U}\left(\vec{p}+\frac{\vec{\Delta}}{2}\right)\tilde{U}^+\left(\vec{p}-\frac{\vec{\Delta}}{2}\right)\right]- \quad (7) \\ -\frac{F_\pi^2\xi M_N}{(2\pi)^3}\int d\alpha\, d\beta\, L(\alpha,\beta)\times \\ \times\Big[\delta\big(x+(\alpha+\beta)\xi\big)tr[\tilde{U}(\vec{\Delta})]- \\ -\delta\big(x+(\alpha-\beta)\xi\big)tr[\tilde{U}^+(-\vec{\Delta})]\Big],$$

где поле $\tilde{U}(\vec{k})$ определяется следующим образом:

$$U(\vec{x}-\vec{z})=\int\frac{d^3k}{(2\pi)^3}e^{i\vec{k}(\vec{x}-\vec{z})}\left(\tilde{U}(\vec{k})+\delta(\vec{k})\right).$$

Выражение (7) представляет собой обобщенное партонное распределение для протона, рассмотренного в солитонном представлении, и обладает всеми асимптотическими свойствами фейнмановских партонных распределений. Полученное выражение демонстрирует перспективность изучения структуры адронов в рамках солитонной теории, так как при его получении не были введены стандартные ограничения обычной киральной кварковой модели. Дальнейшие исследования, основанные на анализе выражения (7), связаны с построением трехмерных кварковых изображений нуклона в импульсном и координатном пространствах, а также с вычислением форм-фактора нуклона как солитона.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Дьяконов Д.И., Петров В.Ю. Барион как солитон. Л.: ЛИЯФ, 1984. 60 с.

Рубаков В.А. Классические калибровочные поля. М.: Эдиториал УРСС, 1999. 336 с.

Kivel N., Polyakov M. One Loop Chiral Corrections to Hard Exclusive Processes: I. Pion Case // arXiv:hep-ph/0203264v1. 2002. 4 p.

Muller D., Robaschik D., Geyer B., et al. Wave functions, evolution equations and evolution kernels from light-ray Operators of QCD // Fortschr. Phys. 1994. V.42. P. 101.

Skyrme T.H.R. A unified field theory of mesons and baryons // Nucl. Phys. 1962. V. 31. P. 556.

Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия