

ДИНАМИКА КВАРКОВ В ПОЛЯРОННОЙ МОДЕЛИ СТРОЕНИЯ НУКЛОНОВ

С. С. Афонин^{1, 2, *}, *А. В. Тулуб*¹

¹ Санкт-Петербургский государственный университет,
Санкт-Петербург, 199034, Россия

² Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова
Национального исследовательского центра «Курчатовский институт»,
Гатчина, 188300, Россия

Представлена модель возникновения конstituэнтной массы кварка в нуклоне, основанная на поляронном механизме в теории движения электрона в ионных кристаллах. Показано, что отождествление энергии поляризации ионной решетки, вызванной присутствием электрона, с энергией кварка в вакууме сильных взаимодействий приводит к наблюдаемой величине массы нуклона, если использовать предел сильной связи в теории продольного оптического полярона. Обсуждается возможный путь построения волновой функции нуклона в рамках поляронного подхода.

A model for the emergence of constituent quark mass in the nucleon is presented, based on the polaron mechanism in the theory of electron motion in ionic crystals. It is shown that identifying the lattice polarization energy caused by the presence of an electron with the quark energy in the strong interaction vacuum leads to the observed nucleon mass value, provided the strong coupling limit in the theory of the longitudinal optical polaron is used. A possible way to construct the nucleon wave function within the polaron approach is discussed.

PACS: 12.39.Ki; 14.20.Dh

ВВЕДЕНИЕ

Низкоэнергетические сильные взаимодействия происходят в режиме сильной связи, из-за чего пертурбативный подход к вычислению наблюдаемых оказывается неприменимым. Поэтому основой теоретического описания нерелятивистских нуклонов и их взаимодействий при низких энергиях до сих пор остаются различные феноменологические модели. Недавно авторами была предложена качественно новая модель нуклона, основанная на аналогии с теорией полярона в физике твердого тела [1]. В данной работе приведены дополнительные обсуждения поляронного подхода к нуклонам, не вошедшие в нашу статью [1], а также дан ряд альтернативных интерпретаций для возникающих величин.

* E-mail: s.afonin@spbu.ru

Кратко опишем основные идеи. Движение зарядов в ионных кристаллах и полярных диэлектриках сильно отличается от движения в классических кристаллах с сильными ковалентными связями: поскольку атомы в узлах решетки относительно слабо связаны, электрон или иной переносчик заряда при движении в такой среде локально поляризует эту среду и вызывает колебания атомов в решетке, которые воздействуют на движущийся электрон. Возникающее обратное воздействие эффективно описывается как взаимодействие электрона с квантами колебаний решетки — фононами. Электрон, движущийся вместе с «облаком» окружающих его фононов, называется поляроном. Из-за электрон-фононных взаимодействий такой электрон вынужден «тащить» за собой вызванную его присутствием деформацию кристаллической решетки, что ведет к увеличению (порой в десятки раз) массы образованной квазичастицы по сравнению с эффективной массой электрона в зоне проводимости. Теория этого явления стала одним из первых примеров квантовой теории взаимодействия фермионов с бозонами. Краткая история вопроса и обзор соответствующей литературы приведены в работе [1]. Основной исходной идеей поляронного подхода к нуклонам является гипотеза о том, что механизм образования конститuentного кварка в нуклоне схож с поляронным механизмом. Полезность поляронной модели нуклона обусловлена тем, что в рамках теории полярона довольно хорошо разработан анализ режима сильной связи.

НЕОБХОДИМЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗ ТЕОРИИ ПОЛЯРОНА

Существуют разные типы поляронов, которым посвящена обширная литература [2, 3]. Взаимодействие электрона с фононами оказывается наиболее сильным в случае продольных оптических поляронов, которые и будут иметься в виду. Их важной особенностью является то, что частота ω_0 соответствующего фонона почти не зависит от величины его волнового вектора k , с хорошей точностью ω_0 можно считать постоянной. Теория таких поляронов задается классическим гамильтонианом Фрёлиха [4]:

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta_r + \sum_k \hbar\omega_0 a_k^\dagger a_k + \sum_k (V_k a_k e^{ikr} + \text{h. c.}). \quad (1)$$

Здесь r — оператор координаты электрона с массой m в зоне проводимости ионного кристалла или полярного диэлектрика, $a_k^\dagger$ и a_k — операторы рождения и уничтожения продольного оптического фонона с энергией $\hbar\omega_0$ и трехмерным волновым вектором k , V_k — определенная функция k . В ионном кристалле [2]

$$V_k = -i \frac{\hbar\omega_0}{|k|} \left(\frac{4\pi\alpha}{V} \right)^{1/2} \left(\frac{\hbar}{2m\omega_0} \right)^{1/4}, \quad (2)$$

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \left(\frac{mc^2}{2\hbar\omega_0} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{\varepsilon_\infty} - \frac{1}{\varepsilon_0} \right), \quad (3)$$

где α — эффективная константа электрон-фононного взаимодействия; ε_∞ и ε_0 — высокочастотная и статическая диэлектрические постоянные; V — объем системы. В типичных полярных кристаллах α равна 3–6 [5, 6], что на порядки величины больше константы электрон-фотонного взаимодействия $e^2/\hbar c = 1/137$. Таким образом, продольный оптический полярон является важным примером эмергентного явления, в котором эффективное взаимодействие, возникающее в структуре на «больших» расстояниях, может быть в режиме сильной связи, в то время как лежащие в основе фундаментальные взаимодействия на «малых» расстояниях находятся в режиме слабой связи.

Задачу, задаваемую гамильтонианом (1), решают с помощью вариационных методов [2, 3]. Понятия сильной и слабой связи определяются из отношения энергии основного состояния E_0 электрона в созданной поляроном потенциальной яме (т. е. энергии электрической поляризации решетки) к энергии полярона $\hbar\omega_0$, где ω_0 — его частота, не зависящая от волнового вектора. Эффективная масса полярона m^* определяется из кинетической энергии $m^*v^2/2$ электрона, движущегося в кристалле со средней групповой скоростью v . Таким образом, m^* характеризует мобильность электрона проводимости в среде. В пределах слабой и сильной связи теория полярона (1) ведет к следующим предсказаниям для E_0 и m^* [2]:

$$\frac{E_0}{\hbar\omega_0} = -\alpha - 0,016\alpha^2 - \dots \quad (\alpha \rightarrow 0), \quad (4)$$

$$\frac{E_0}{\hbar\omega_0} = -0,106\alpha^2 - \dots \quad (\alpha \gg 1), \quad (5)$$

$$\frac{m^*}{m} = 1 + \frac{\alpha}{6} + 0,024\alpha^2 + \dots \quad (\alpha \rightarrow 0), \quad (6)$$

$$\frac{m^*}{m} = 0,020\alpha^4 + \dots \quad (\alpha \gg 1), \quad (7)$$

где подчеркнутые числа немного варьируются у разных авторов.

Отметим, что в работе [7] было дано решение (на основе трансляционно-инвариантного анзаца работы [6]), дающее более низкую энергию основного состояния, чем в (5),

$$\frac{E_0}{\hbar\omega_0} \approx -0,126\alpha^2 \quad (\alpha \gg 1). \quad (8)$$

Данное значение будет использовано ниже.

ПРИМЕНЕНИЕ К СИЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМ

Гамильтониан (1) имеет довольно общий вид и похож на простейшие гамильтонианы пион-нуклонного взаимодействия [1]. При построении модели нуклона поля нуклонов в подобном гамильтониане заменяются на поля кварков внутри нуклона. Размер токовых кварков в Стандартной модели заведомо меньше 10^{-3} фм, в то время как размеры адронов — порядка 1 фм. В этом смысле нуклон для токового кварка является большим объектом, и на достаточно малых временах его движение в нуклоне может действительно напоминать движение в поляризуемой (относительно цветового заряда) и протяженной среде. Глюоны являются пертурбативными объектами, и глюонное взаимодействие разумнее рассматривать, скорее, как взаимодействие, благодаря которому система существует — в том же смысле как электромагнитное взаимодействие ответственно за существование ионной кристаллической решетки. В последней электрон-фононное взаимодействие на больших расстояниях вводится как новое эффективное взаимодействие, связь которого с фотонами очень сложная и считается зашифрованной в параметрах модельного гамильтониана, описывающего это взаимодействие. В КХД сильная связь также возникает на больших расстояниях, на которых взаимодействие сводится, в основном, к пионным обменам. Поэтому представляется разумным считать взаимодействие пионов с валентными кварками аналогом электрон-фононного взаимодействия. Более того, пионы являются скалярными возбуждениями, как и фононы. Это сопоставление ведет к естественному аналогу для универсальной частоты ω_0 продольного оптического полярона, не зависящей от волнового вектора, — это масса пиона m_π (в единицах $\hbar = c = 1$), поскольку m_π является единственным масштабом энергии, связанным с пионными обменами.

Стоит еще раз подчеркнуть этот момент. Классическая теория полярона (1) основана на предположении, что периодический кристалл можно заменить континуальной средой, в которой электрон распространяется и взаимодействует с фононами (без явного присутствия фотонов). Флуктуирующее глюонное поле внутри адрона также можно смоделировать как «континуальную среду», в которой кварк распространяется и взаимодействует с пионами (без явного присутствия глюонов). Результирующие эффективные гамильтонианы этих двух моделей могут выглядеть очень похожими или даже идентичными в некотором предельном случае.

Непертурбативные сильные взаимодействия ведут к тому, что токовые валентные кварки в нуклоне становятся конституэнтными, приобретая большие эффективные массу и размер, сравнимые с массой и размером наблюдаемых нуклонов. При низких энергиях нуклоны взаимодействуют как объекты, окруженные облаком виртуальных пионов. Саму непертурбативную структуру нуклонов в этой ситуации можно моделировать как суперпозицию виртуальных пионов с разными длинами волн, окружающих валентные кварки (в некоторой степени известным воплощением

этой идеи является модель Скирма). Аналогом этого в твердом теле можно считать внутреннюю структуру полярона, которую можно представлять как потенциальную яму, образованную из набора оптических фононов с разными длинами волн вследствие сильного электрон-фононного взаимодействия.

Как было обнаружено еще на заре исследований низкоэнергетических сильных взаимодействий, феноменологическая константа пион-нуклонного взаимодействия $\alpha_{\pi NN}$ имеет значение $\alpha_{\pi NN} = 14,0 \pm 0,5$ [8, 9], что на порядки величины больше константы связи α_s в КХД. Константа $\alpha_{\pi NN}$, по определению, входит в соотношение для сечения пион-нуклонного рассеяния так же, как постоянная тонкой структуры входит в резерфордское сечение рассеяния фотона на электроне. Представляется естественным трактовать $\alpha_{\pi NN}$ как меру интенсивности взаимодействия конституэнтных кварков с пионами.

Подробная таблица возникающего «полярон/КХД-соответствия» приведена в работе [1]. Приняв эти правила соответствия, рассмотрим, к каким численным оценкам приводят формулы (4)–(8) в сильных взаимодействиях и какую физическую интерпретацию можно дать возникающим числам.

Рассмотрим сначала предел слабой связи. В работе [1] было предложено, что данный предел описывает пион-нуклонный сигма-член. Здесь мы дадим альтернативную интерпретацию. Связная КХД-система, наиболее близкая к этому пределу, — боттомоний. Его уровни энергии хорошо описываются корнелльским потенциалом

$$V(r) = -\frac{\kappa}{r} + \sigma r + C, \quad (9)$$

в котором $\kappa \approx 0,5$ [10]. Поскольку на типичных межкварковых расстояниях в боттомонии основной вклад в энергию и волновую функцию основного состояния происходит от кулоновской части (см., например, [11]), то в первом приближении естественно отождествить κ с α_{eff} , хотя в боттомонии κ , по-видимому, уже не имеет прямой связи с пионными взаимодействиями, а, скорее, описывает переходный режим между слабой и сильной связью в глюонных взаимодействиях. В качестве m_q естественно взять пертурбативное значение массы b -кварка в $\overline{\text{MS}}$ -схеме, $m_b = 4,18$ ГэВ [12]. Тогда, пренебрегая в наших грубых оценках последним, модельно-зависимым вкладом в (6), получаем $m_b^* \approx 4,53$ ГэВ. Разница $m_b^* - m_b \approx 350$ МэВ оказывается порядка типичной феноменологической добавки к массам токовых кварков при переходе к конституэнтным кваркам.

Также удерживая в (4) только первый, модельно-независимый вклад и используя оценку выше для α_{eff} , получаем

$$E_0 \approx -0,5m_\pi = -70 \text{ МэВ}. \quad (10)$$

Абсолютная величина E_0 в пределе слабой связи была отождествлена в [1] с пион-нуклонным сигма-членом. Но можно попытаться дать и другие интерпретации. Энергия связи такого порядка может возникать в моделях для легких барионов. Например, в рамках широко известной киральной кварковой модели Джорджи–Манохара [13] конституэнтные кварки в нуклонах нужно считать нерелятивистскими, эффективно взаимодействующими в режиме слабой связи. Эффективные массы этих кварков определяются стандартной конституэнтной кварковой моделью из экспериментальной величины магнитного момента протона. А именно кварковая модель ведет к следующим предсказаниям для магнитных моментов протона и нейтрона [8]:

$$\mu_p = \frac{1}{3}(4\mu_u - \mu_d), \quad \mu_n = \frac{1}{3}(4\mu_d - \mu_u), \quad (11)$$

где μ_u и μ_d — дираковские магнитные моменты u - и d -кварков, $\mu_q = Q_q/(2m_q^*)$. Полагая конституэнтные массы u - и d -кварков равными, что ведет к $\mu_u = (2/3)\mu_p$, и используя экспериментальное значение $\mu_p \approx 2,79(Q_p/2m_p)$ [12], получаем $m_q^* \approx m_p/2,79 \approx 340$ МэВ. Три таких кварка в нуклоне массы 940 МэВ должны тогда иметь энергию связи около 80 МэВ, что довольно близко к (10).

Рассмотрим более интересный случай сильной связи. Низкоэнергетические взаимодействия легчайших u - и d -кварков, в том числе образование стабильных нуклонов, почти полностью определяются режимом сильной связи в КХД. Согласно соотношению Гелл-Манна–Оакеса–Реннера, $m_\pi^2 f_\pi^2 = -(m_u + m_d)\langle q\bar{q} \rangle$, где $\langle q\bar{q} \rangle \equiv \langle u\bar{u} \rangle = \langle d\bar{d} \rangle$, сумма масс легчайших кварков на масштабе массы пиона составляет $m_u + m_d \approx 11$ МэВ при стандартном выборе феноменологического значения кваркового конденсата, $\langle q\bar{q} \rangle \approx -(250 \text{ МэВ})^3$. Таким образом, выглядит естественным положить $m_q = \bar{m}_{u,d} \approx 5,5$ МэВ. При этом масса конституэнтного кварка составляет около $1/3$ от массы нуклона, т.е. примерно 300 МэВ. Возникающая почти на два порядка разница дает представление о том, насколько сильна связь в случае низкоэнергетических сильных взаимодействий.

Величина конституэнтной массы легких кварков модельно-зависима, она отличается от $1/3$ массы нуклона (для нестранных кварков), порой, на многие десятки МэВ в различных моделях. Многие из этих моделей построены на основе каких-либо параметризаций релятивистских эффектов в изначально нерелятивистских подходах, поэтому величины возникающих в них ненаблюдаемых параметров вряд ли могут служить серьезным ориентиром. В нашей работе [1] был использован простейший вариант — $1/3$ массы нуклона. Здесь мы добавим, что почти такое же значение m_q^* возникает из соотношения между массами векторного ρ -мезона и аксиально-векторного a_1 -мезона в рамках двух полностью релятивистских квантово-полевых моделей, широко использовавшихся при описании спонтанного нарушения киральной симметрии

в сильных взаимодействиях. В модели Намбу–Йона-Лазинио возникает соотношение [14]

$$m_{a_1}^2 = m_\rho^2 + 6(m_q^*)^2. \quad (12)$$

С другой стороны, правила сумм Вайнберга [15] приводят к соотношению

$$m_{a_1}^2 = 2m_\rho^2. \quad (13)$$

Приравнявая левые части, получаем

$$m_q^* = \frac{m_\rho}{\sqrt{6}} \approx 316 \text{ МэВ}, \quad (14)$$

что близко к условной $1/3$ массы нуклона*. Подставляя наши m_q и m_q^* в (7), получаем

$$\alpha_{\text{eff}} \approx \left(\frac{316}{0,02 \cdot 5,5} \right)^{1/4} \approx 7,3. \quad (15)$$

Для энергии основного состояния результат (5) и правила «полярон/КХД-соответствие» приводят к величине (в единицах $\hbar = c = 1$)

$$E_0 \approx -0,106 \alpha_{\text{eff}}^2 m_\pi \approx -791 \text{ МэВ}, \quad (16)$$

где были использованы оценка (15) и $m_\pi = 140 \text{ МэВ}$ [12]. Ввиду грубости модели полученное значение неплохо согласуется с массой нуклона. Если для энергии основного состояния использовать более точный результат (8), то получим уточненное значение

$$E_0 \approx -0,126 \alpha_{\text{eff}}^2 m_\pi \approx -945 \text{ МэВ}. \quad (17)$$

Абсолютное значение величины (17) весьма близко к массе свободного нейтрона (940 МэВ). Это наш основной результат.

ОБСУЖДЕНИЯ

Обсуждение связей физики полярона и низкоэнергетических сильных взаимодействий приведено в [1]. В данном разделе мы дополним эти обсуждения.

В атомной физике квантово-механический потенциал, в первом приближении, создается центральным телом — атомным ядром. Бурное развитие полевой теории ядерных сил началось с того эмпирического наблюдения, что нуклоны сами создают потенциал, без «центрального тела». Успех оболочечной модели ядра показал, что внутри ядра этот потенциал близок к константе и слабо зависит от числа нуклонов, за исключением легких ядер. Его можно описывать как квазиклассиче-

* Любопытно отметить следующее совпадение: нуклон из трех кварков с массой (14) имел бы энергию связи около 8 МэВ, что почти совпадает со средней энергией связи нуклонов в атомных ядрах.

ское скалярное поле, возникающее, предположительно, как результат усреднения множественных пионных обменов. Начиная с пионерской работы Джонсона и Теллера [16], многие полевые модели для ядерных сил строятся как теории взаимодействия фермионов с этим скалярным полем. Можно предположить, что внутри нерелятивистских нуклонов имеет место аналогичный эффект, при этом он может быть гораздо более выраженным из-за гораздо более интенсивных взаимодействий. Это предположение позволяет отчасти использовать нерелятивистский подход к построению моделей нуклонов.

Логика получения оценки (17) указывает на определенную идею о том, как следует строить «поляронные» модели нуклонов. В традиционных кварковых моделях валентные кварки внутри нуклона являются независимыми степенями свободы. В поляронном подходе, видимо, только один валентный кварк должен считаться исходной физической степенью свободы, а остальные два валентных кварка должны быть отнесены к «окружению», наряду с морскими кварками и глюонами, создающими некий аналог регулярной структуры фона, с которым кварк, рассматриваемый «физическим», взаимодействует. Таким образом, в рамках этой динамической картины, в любой момент времени внутри нуклона находится только один конституэнтный кварк, другие два валентных кварка являются токовыми. Данная динамическая картина нуклона резко контрастирует со статической картиной трех слабо взаимодействующих конституэнтных кварков, даваемой стандартной кварковой моделью.

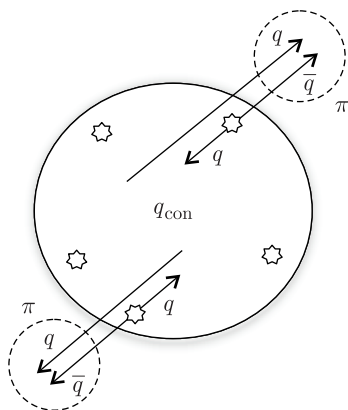
Обсудим этот момент немного более подробно. Если конституэнтный кварк в нуклоне только один, возникает вопрос, является ли «конституэнтность» выделенным свойством одного из валентных кварков или это не так. С одной стороны, можно предположить, что рождение нуклона в процессе адронизации кварков начинается с затравочного кварка, который «одевается» парой u - и d -кварков, экранирующих цветовой заряд и делающих электрический заряд системы целочисленным — 0 или 1. Этот затравочный кварк и является «физическим», которому нужно приписать «конституэнтность» в нуклоне. Если затравочным кварком был u -кварк, то рождается протон, если d -кварк, то нейтрон. В рамках такой картины протон и нейтрон можно эффективно трактовать как, соответственно, u - и d -кварки, физические свойства которых в вакууме сильных взаимодействий кардинально изменены «окружением», прежде всего присутствием пары токовых (u, d)-кварков. С другой стороны, в силу цветовой и изоспиновой симметрий, в качестве «физического» может быть выбран любой из валентных кварков в более поздние моменты времени — при усреднении по достаточно большим временам, гораздо большим 10^{-24} с (характерное время глюонных взаимодействий в объеме нуклона), взаимодействия валентных кварков между собой с передачей энергии-импульса могут полностью размыть различия. В этом случае можно говорить о появлении новой динамической симметрии, заключаю-

щейся в свободе приписать «конституэнтность» любому из трех валентных кварков.

В некотором смысле такой подход можно рассматривать как эффективную параметризацию релятивистских квантово-полевых эффектов: в нерелятивистском подходе мы должны были бы просуммировать по всем кваркам в нуклоне, но в реальности их число не фиксировано из-за взаимодействий. Однако, видимо, нуклон как составную квантовую систему можно эффективно разделить на «физический» кварк, который определяет спин и, в первом приближении (см. ниже), электрический заряд системы, и окружающую «среду», в которой число частиц не фиксировано.

Понятие «физического» кварка в указанном выше смысле приобретает абсолютный смысл в момент рождения нуклона в ультрарелятивистских столкновениях частиц — именно этот кварк рождается первым, определяя величину спина будущего нуклона. Далее «сборка» нуклона идет вокруг него: процесс адронизации можно интерпретировать как «облачение» этого кварка кварк-глюонной средой, сильное взаимодействие с которой приводит к составной системе с другими физическими характеристиками, кроме спина, — конечному нуклону. Внутри нуклона изначальный кварк уже теряет свою индивидуальность, в отличие от нерелятивистского электрона в поляроне. Другими словами, токовый кварк в вакууме КХД «одевается» сильными взаимодействиями не в конституэнтный кварк стандартной кварковой модели, а в «облаченный» кварк с полностью экранированным цветовым зарядом, который экспериментально и наблюдается как нуклон.

В связи с представленной моделью нуклона возникает вопрос: как два валентных токовых кварка могут «уместиться» внутри нуклона, если их комптоновская длина волны значительно больше размера нуклона? Возможный ответ состоит в том, что, когда такой кварк локализован вне нуклона, он должен трансформироваться в виртуальный пион, комбинируясь с одним из морских антикварков, которые постоянно присутствуют в силу флуктуаций глюонного поля внутри нуклона. Соответствующий механизм схематично изображен на рисунке: валентный кварк, «распространяющийся наружу», превращается в виртуальный пион (или более тяжелый мезон) путем комбинации с антикварком, возникающим из бесцветной флуктуации глюонного поля. Одновременно кварк, возникший из той же флуктуации глюонного поля, распространяется в противоположном направлении, становясь валентным кварком. Очевидно, он будет иметь цветовой заряд исходного валентного кварка, поскольку цветовой заряд антикварка противоположен им обоим в силу цветовой нейтральности пиона и рассматриваемой флуктуации глюонного поля. В результате в любой момент времени внутри нуклона находятся три валентных кварка. Таким образом, поляронный подход имеет перспективы объяснить само существование виртуального пионного облака вокруг нуклонов: в то время как в традиционных подходах наличие этого облака просто посту-



Возможный механизм формирования облака виртуальных пионов вокруг нуклона. q_{con} обозначает конституэнтный кварк, звездочки условно изображают флуктуации глюонного поля (см. текст)

лируется (чтобы удовлетворить феноменологии электромагнитных формфакторов, радиусов и магнитных моментов), в представленной картине, по-видимому, это становится условием самосогласованности. В будущем было бы интересно построить волновую функцию нуклона, основанную на данном физическом механизме (вводя скорость соответствующего процесса в качестве параметра), и применить ее к описанию электромагнитного формфактора и кварковых функций распределения внутри нуклонов.

Показанный на рисунке механизм локализации валентных кварков в нуклоне, наверное, можно интерпретировать как некий КХД-аналог андерсоновской локализации в корпускулярной картине, в которой роль случайных потенциалов от примесей и дефектов в кристалле играют флуктуации глюонного поля. Развитие этой аналогии также могло бы быть интересным.

Обрисованный подход, вероятно, мог бы предложить неожиданное объяснение загадки спина протона: почему при глубоконеупругом рассеянии поляризованных мюонов на поляризованных протонах спин налетающего мюона лишь примерно на $1/3$ (см., например, обзор в [17]) взаимодействует с кварковым спином внутри протона? Корреляция с тем, что в поляронной картине вклад «физического» кварка в массу протона тоже примерно $1/3$, может быть не случайна. Спин полярона равен спину электрона внутри него, поляризация внешней среды не приводит к изменению величины спина, независимо от силы связи. Аналогично можно предположить, что величина спина нуклона определяется спином «физического» кварка, а вклад «среды», создающей аналог потенциальной ямы для этого кварка, не дает вклада в спин нуклона. Однако спин релятивистского

мюона взаимодействует с этой «средой», причем доминирующий вклад идет от взаимодействия со спинами виртуальных глюонов.

Одним из ярких успехов конституэнтной кварковой модели было довольно точное количественное предсказание магнитных моментов стабильных барионов как простой суммы дираковских магнитных моментов составляющих их кварков с учетом симметричных свойств волновой функции составной системы [8]. Для протона и нейтрона они приведены в (11). В рамках полярной картины подобного простого объяснения не видно. С другой стороны, формулы (11) можно переписать как

$$\mu_p = \mu_u + \Delta\mu, \quad \mu_n = \mu_d - \Delta\mu, \quad \Delta\mu = \frac{1}{3}(\mu_u - \mu_d). \quad (18)$$

Эти соотношения показывают, что магнитные моменты нуклонов можно рассматривать как сумму собственного магнитного момента соответствующего «базового» кварка плюс магнитный момент «среды», вклад от которой имеет противоположный знак для протона и нейтрона. Родственные соотношения можно написать и для суммарного электрического заряда:

$$Q_p = Q_u + \Delta Q, \quad Q_n = Q_d + \Delta Q, \quad \Delta Q = Q_u + Q_d = \frac{1}{3}e, \quad (19)$$

где e — модуль заряда электрона. Таким образом, «среда», которая нейтрализует цветовой заряд «базового» кварка, увеличивает электрический заряд системы на $(1/3)e$. Несомненным достоинством конституэнтной кварковой модели является то, что она простым образом предсказывает $\Delta\mu$ и ΔQ . Однако в объяснении спина протона она терпит фиаско — формальное объяснение очень простое, но противоречит экспериментальным данным. Вычисление $\Delta\mu$ и ΔQ в рамках полярного подхода требует явного построения волновой функции нуклона. Это интересная задача на будущее.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предложен новый подход к моделированию нуклонов, основанный на возможном соответствии между физикой продольных оптических поляронов, возникающих в ионных кристаллах, и низкоэнергетическими сильными взаимодействиями, описывающими конституэнтные кварки внутри нуклонов. При сформулированных правилах этого соответствия оно ведет к ряду интересных количественных предсказаний. Наиболее удивительным результатом оказалось практически точное количественное воспроизведение массы нуклона в рамках рассмотренного полярон/КХД-соответствия в пределе сильной связи. Представленные наблюдения могут означать, что режим сильной связи в физике полярона и в физике нуклона, вероятно, обладает некой универсальностью.

Предложенный подход может иметь широкие перспективы для развития. Прежде всего, интересно построить «поляронную» волновую функцию нуклона и применить ее к описанию нуклонных формфакторов

и кварковых распределений. Также можно задаться следующими вопросами: существуют ли какие-то аналоги в сильных взаимодействиях у других типов поляронов, можно ли теоретическое описание мобильности поляронов применить к кварк-глюонной плазме, каково релятивистское обобщение использованного подхода с учетом спина фермиона? Построение работающих моделей в этих направлениях может быть весьма интересным как новый способ описания феноменологии непертурбативных сильных взаимодействий.

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Afonin S. S., Tulub A. V. Quark Model of Nucleon Based on an Analogy with Polaron // *Eur. Phys. J. C.* 2025. V. 85, No. 7. P. 14518.
2. Devreese J. T. Polarons. arXiv:cond-mat/0004497 [cond-mat.str-el]. 2000.
3. Lakhno V. D. Pekar's Ansatz and the Strong Coupling Problem in Polaron Theory // *Phys. Usp.* 2015. V. 58, No. 3. P. 295–308.
4. Frohlich H. Electrons in Lattice Fields // *Adv. Phys.* 1954. V. 3, No. 11. P. 325–361.
5. Lee T. D., Low F. E., Pines D. The Motion of Slow Electrons in a Polar Crystal // *Phys. Rev.* 1953. V. 90, No. 2. P. 297–302.
6. Tulub A. V. // *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 1961. V. 41. P. 1828; Tulub A. V. // *Sov. Phys. JETP.* 1962. V. 14. P. 1301.
7. Kashirina N. I., Lakhno V. D., Tulub A. V. The Virial Theorem and the Ground State Problem in Polaron Theory // *JETP.* 2012. V. 114, No. 5. P. 867–869.
8. Halzen F., Martin A. D. Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics. John Wiley & Sons, Inc., 1984.
9. Ericson T. E. O. et al. Precise Strength of the πNN Coupling Constant // *Nucl. Phys. A.* 1999. V. 654, No. 1. P. 939c–942c.
10. Bali G. S. QCD Forces and Heavy Quark Bound States // *Phys. Rep.* 2001. V. 343. P. 1–136.
11. Napsuciale M., Rodríguez S., Villanueva-Gutiérrez A. E. Complete Analytical Solution to the Cornell Potential and Heavy Quarkonium Structure // *Phys. Rev. D.* 2021. V. 103. P. 034018.
12. Navas S. et al. (Particle Data Group). Review of Particle Physics // *Phys. Rev. D.* 2024. V. 110, No. 3. P. 030001.
13. Manohar A., Georgi H. Chiral Quarks and the Nonrelativistic Quark Model // *Nucl. Phys. B.* 1984. V. 234. P. 189–212.
14. Klevansky S. P. The Nambu–Jona-Lasinio Model of Quantum Chromodynamics // *Rev. Mod. Phys.* 1992. V. 64. P. 649–708.
15. Weinberg S. Precise Relations between the Spectra of Vector and Axial Vector Mesons // *Phys. Rev. Lett.* 1967. V. 18. P. 507–509.
16. Johnson M. H., Teller E. Classical Field Theory of Nuclear Forces // *Phys. Rev.* 1955. V. 98, No. 3. P. 783–787.
17. Liu K.-F. Status on Lattice Calculations of the Proton Spin Decomposition. arXiv:2112.08416 [hep-lat]. 2022.