



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

2467/83

16/5-83

P2-83-83

В.А.Матвеев, А.В.Чижов

О МАГНИТОСТРИКЦИИ КВАРКОВОГО МЕШКА
И ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ АДРОНОВ

1983

Поляризуемость адрона есть фундаментальная структурная константа, характеризующая реакцию частицы на слабое внешнее поле.

Несмотря на многочисленные теоретические расчеты электрической и магнитной поляризуемостей адронов, выполненные в рамках модели составных кварков, дисперсионных, нелинейных киральных и ряда других моделей /см., например, обзорную статью ^{1/}/, экспериментальная информация об этих величинах весьма неполная или отсутствует вовсе. Лишь в последнее время была найдена оценка параметра поляризуемости заряженного пиона из экспериментальных данных о комптон-эффекте на π^- -мезоне ^{2/}.

В этой работе мы хотели бы указать на один из возможных вкладов в поляризуемость адронов, который упускали, на наш взгляд, в большинстве теоретических работ. Мы имеем в виду непертурбационные эффекты в квантовой хромодинамике, определяющие структуру основного состояния в теории и природу сил удержания кварков.

Наиболее просто предлагаемый нами эффект может быть продемонстрирован в терминах модели кваркового мешка в присутствии слабого однородного магнитного поля. Он заключается в том, что радиус равновесной системы, описываемой статической сферически-симметричной полостью, заполненной кварковыми и глюонными полями, оказывается функцией напряженности поля \vec{H} .

Этот эффект, который мы будем называть явлением магнетострикции кваркового мешка, приводит к зависимости объема системы, а следовательно, и объемной энергии кваркового мешка от внешнего магнитного поля, что обуславливает наличие дополнительного вклада в поляризуемость адрона.

Рассмотрим кварковую систему с отличным от нуля спином, например нуклон.

В модели кваркового мешка энергия системы в присутствии внешнего однородного, не зависящего от времени магнитного поля \vec{H} определяется выражением

$$E(\mathbf{R}, \vec{H}) = E_0(\mathbf{R}) + \vec{H} \vec{\mu}(\mathbf{R}) + O(\vec{H}^2), \quad /1/$$

где

$$E_0(\mathbf{R}) = \frac{4}{3} \pi R^3 B + \frac{1}{R} A [\alpha_s(\mathbf{R})] \quad /2/$$

есть известное выражение для энергии статической сферически-симметричной полости радиуса R , заполненной легкими ($m_q \approx 0$) кварковыми полями, взаимодействие которых с цветными глюонными

полями приводит в общем случае к зависимости коэффициента A от перенормированной константы сильного, хромодинамического взаимодействия $\alpha_s(R)$.

Магнитный момент системы определяется усредненным оператором магнитного момента связанных кварков по состоянию нуклона:

$$\vec{\mu}(R) = \langle \int_{V_{\text{мешка}}} \frac{1}{2} \vec{r} \times \bar{\psi} \vec{\gamma} \hat{Q} \psi d\vec{r} \rangle_{\text{нуклон}}, \quad /3/$$

где \hat{Q} - оператор заряда кварка.

Из соображений сохранения размерности ясно, что для безмассовых кварков величина /3/ пропорциональна первой степени радиуса системы, то есть

$$\vec{\mu}(R) = eCR\vec{J}, \quad /4/$$

где e - заряд протона в гауссовой системе единиц; C - коэффициент пропорциональности; \vec{J} - вектор поляризации частицы. Вычисления в рамках модели кваркового мешка /3,4/ для нуклона дают

$$C_p = -\frac{3}{2}C_n = \frac{4x_0 - 3}{6x_0(x_0 - 1)} = 0,4 \quad (x_0 = 2,04). \quad /5/$$

В равновесном состоянии в отсутствие внешнего поля радиус кваркового мешка R_0 определяется из условия

$$\frac{\partial E_0(R)}{\partial R} = 0 \quad \text{при} \quad R = R_0. \quad /6/$$

В пренебрежении зависимостью эффективной перенормированной константы от размеров системы радиус кваркового мешка дается известным выражением:

$$R_0 = \left(\frac{3M}{16\pi B} \right)^{1/3}, \quad /7/$$

где $M = E_0(R = R_0)$ есть масса соответствующего адрона.

В присутствии внешнего магнитного поля условие равновесия

$$\left[\frac{\partial E(R, \vec{H})}{\partial R} \right]_{\vec{H} - \text{фикс.}} = 0 \quad /8/$$

определяет зависимость радиуса кваркового мешка от напряженности поля H , то есть $R = R(\vec{H})$, причем $R(\vec{H} = 0) = R_0$. В интересующем нас приближении в разложении по степеням напряженности магнитного поля эта зависимость имеет вид

$$R(\vec{H}) = R_0 \left\{ 1 - \frac{1}{3M} (\vec{H} \vec{\mu}(R_0)) + \dots \right\}. \quad /9/$$

Таким образом, в присутствии внешнего магнитного поля объем кваркового мешка испытывает следующее относительное изменение:

$$\frac{\delta V}{V} = -\frac{1}{M} (\vec{H} \vec{\mu}(R_0)). \quad /10/$$

Вследствие подобной реакции объема, а в общем случае и формы кваркового мешка на внешнее магнитное поле магнитная поляризуемость системы, определяемая здесь как

$$\beta_H = -\frac{d^2}{dH^2} E(R(\vec{H}), \vec{H}) \Big|_{\vec{H}=0}, \quad /11/$$

получит дополнительный вклад. Действительно, используя условие равновесия /8/, нетрудно получить, что

$$\beta_H = -\frac{\partial^2 E_0(R_0, 0)}{\partial H^2} - R_0(0) \frac{\partial \mu(R_0)}{\partial R}, \quad /12/$$

где

$$\dot{R}(0) = \frac{\partial R(0)}{\partial H} = -\mu'_0 / E''_0, \quad /13/$$

$$\mu'_0 = \frac{\partial \mu(R_0)}{\partial R} = \pm \frac{eC}{2}, \quad /14a/$$

$$E''_0 = \frac{\partial^2 E_0(R_0)}{\partial R^2} = \frac{3M}{R_0^2} = (3M)^{1/3} \cdot (16\pi B)^{2/3}, \quad /14b/$$

причем знак "+" в формуле /14a/ отвечает поляризации нуклона по или против направления вектора напряженности магнитного поля.

Первый член в формуле /12/ представляет собой нормальный вклад в поляризуемость адрона, обусловленный квантовыми переходами связанных кварков на возбужденные уровни в кварковом мешке фиксированного радиуса, собственной поляризуемостью составляющих и другими подобными эффектами, которым соответствуют члены порядка H^2 в уравнении /1/ для энергии системы.

Последний член в формуле /12/ обусловлен всецело явлением магнитострикции кваркового мешка и может быть выражен через наблюдаемые величины, а именно:

$$\Delta\beta_H = (\mu_0)^2 / E_0'' = \frac{\alpha}{12} \cdot \frac{\mu^2}{M^3}, \quad /15/$$

где μ - магнитный момент нуклона в ядерных магнетонах, $\alpha = \frac{1}{137}$ - постоянная тонкой структуры.

Оценим численное значение величины /15/:

$$\Delta\beta_H = \begin{cases} 4,4 \times 10^{-5} \text{ Фм}^3 / \text{протон}; \\ 2,1 \times 10^{-5} \text{ Фм}^3 / \text{нейтрон}, \end{cases} \quad /16/$$

и сравним его с экспериментальной оценкой ^{15/} поляризуемости протона: $\beta_H^{\text{ЭКСП}} = 2 + 2/ \times 10^{-4} \text{ Фм}^3$.

Несмотря на значительную неопределенность экспериментального значения, можно сделать вывод, однако, что явление магнитоэлектрики приводит к эффекту, не превышающему по порядку величины ошибки измерений и, следовательно, не исключен.

Хотя проведенное выше рассмотрение относилось к спиновой частице, для которой взаимодействие с внешним магнитным полем отлично от нуля уже в первом порядке по \vec{H} , это не означает, что явление магнитоэлектрики отсутствует для бесспиновых частиц, например пиона. В этом случае следует учитывать, однако, деформацию формы поверхности кваркового мешка, допускающей появление линейной связи с однородным внешним магнитным полем.

Рассматривая для конкретности кварковую систему с квантовыми числами пиона, запишем общее выражение для энергии кваркового мешка, ограниченного некоторой поверхностью S , отличной от равновесной сферически-симметричной S_0 , в следующем виде:

$$E(S, \vec{H}) = E_0(S) + \vec{\mu}(S) \vec{H} + O(H^2). \quad /17/$$

Величина $\vec{\mu}(S)$ есть магнитный момент деформированного кваркового мешка, причем $\vec{\mu}(S_0) = 0$. Аналогично рассмотренному выше случаю, используя условие равновесия

$$\frac{\partial E(S, \vec{H})}{\partial S_i} = 0 \quad \text{при} \quad S = S(\vec{H}), \quad /18/$$

где $\{S_i\}$ - набор параметров, характеризующих форму поверхности кваркового мешка, найдем дополнительный вклад в поляризуемость пиона, обусловленный эффектом магнитоэлектрики, а именно:

$$\Delta\beta_H = \frac{\partial \mu(S_0)}{\partial S_i} \left[\frac{\partial^2 E_0(S_0)}{\partial S_i \partial S_i} \right]^{-1} \frac{\partial \mu(S_0)}{\partial S_i}. \quad /19/$$

Анализ кварковых систем, заключенных в полости произвольной формы, в общем случае весьма сложен ^{16/}. Предположим поэтому для простоты, что значение индуцированного магнитного момента $\mu(S)$ может служить эффективной характеристикой степени деформации. Отсюда следует, что

$$\Delta\beta_H = \left[\frac{\partial^2 E_0}{\partial \mu^2} \right]_{\mu=0}^{-1}. \quad /20/$$

С другой стороны, деформация подобного типа определяет спектр возбуждений кваркового мешка с отличным от нуля орбитальным моментом L . Это обстоятельство позволяет сделать оценку параметра жесткости системы, входящего в выражение для магнитной поляризуемости пиона /20/. Действительно, полагая

$$\Delta E = m_{A_1} - m_{\pi} = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial^2 E_0}{\partial \mu^2} \right]_{\mu=0} \cdot \mu_1^2, \quad /21/$$

где

$$\mu_1^2 = \left(\frac{e}{2E_q} \right)^2 L(L+1) |_{L=1}; \quad E_q = \frac{x_1}{R}, \quad /22/$$

найдем следующую оценку вклада эффекта магнитоэлектрики в поляризуемость пиона:

$$\Delta\beta_H = \frac{3\alpha}{64\pi B x_1^2} \left(\frac{16\pi B}{3m_{A_1}} \right)^{1/3} = 2,5 \times 10^{-5} \text{ Фм}^3 \quad /23/$$

при $x_1 = 3,81$. Значение /23/ почти на порядок величины ниже, чем результат недавних измерений поляризуемости заряженного пиона /6,8+1,4/ $\times 10^{-4}$ Фм³, полученный в предположении $\beta_H = -\beta_E^{1/2}$.

Проведенное сравнение как для пиона, так и нуклона свидетельствует о том, что явление магнитоэлектрики связанной системы кварков во внешнем поле не исключено и, в принципе, заслуживает внимания при изучении динамики адронов.

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить Н.Н.Боголюбова, впервые много лет тому назад указавшего на возможность зависимости радиуса кваркового мешка от внешнего магнитного поля, а также С.Б.Герасимову, Н.В.Красникову, Г.В.Мицельмахера, В.А.Петрунькину, Л.А.Слепченко, А.Н.Тавхелидзе, К.Г.Четыркину и М.В.Чижова за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Петрунькин В.А. ЭЧАЯ, 1981, т. 12, с. 692.
2. Антипов Ю.М. и др. Письма в ЖЭТФ, 1982, т. 35, с. 302.
3. Chodos A. et al. Phys.Rev., 1974, D9, p. 3471;
De Grand T. et al. Phys.Rev., 1975, D12, p. 2060.
4. Bogolubov P.N. Ann.Inst. Henri Poincare, 1968, VIII, p. 2.
5. Goldansky V.J. et al. Nucl.Phys., 1960, 18, p. 473.
6. Rebbi C. Phys.Rev., 1975, D12, p. 2407.

Рукопись поступила в издательский отдел
11 февраля 1983 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги,
если они не были заказаны ранее.

D3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
D13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
D1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
D1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
D4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
D1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Матвеев В.А., Чижов А.В.

P2-83-83

О магнитострикции кваркового мешка и поляризуемости адронов

Указывается на один из возможных механизмов генерации магнитной поляризуемости адронов, связанный с непертурбационными эффектами в квантовой хромодинамике. Эффект магнитострикции кваркового мешка, то есть изменение его объема /формы/ при введении внешнего магнитного поля, приводит к зависимости объемной энергии кваркового мешка от величины напряженности этого поля и обуславливает наличие дополнительного вклада в поляризуемость адрона. Оценки соответствующих вкладов в магнитную поляризуемость для протона и нейтрона составляют $4,4 \times 10^{-5} \text{ Фм}^3$ и $2,1 \times 10^{-5} \text{ Фм}^3$, а для заряженного пиона - $2,5 \times 10^{-5} \text{ Фм}^3$. Приведенные оценки как для пиона, так и нуклона почти на порядок величины ниже экспериментальных значений их поляризуемостей. Таким образом, эффект магнитострикции связанной системы кварков во внешнем поле, как показали эксперименты, не исключен.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Matveev V.A., Chizhov A.V.

P2-83-83

On Magnetostriction of a Quark Bag and Hadron Polarizability

One of possible mechanisms of generating the hadron magnetic polarizability is pointed out. It is connected with nonperturbative effects in quantum chromodynamics. Introduction of an external magnetic field causes a change of the quark bag volume (shape). This magnetostriction effect of the quark bag leads to a dependence of its volume energy on the strength of the field and provides an additional contribution to the hadron polarizability. Estimates of the corresponding contributions for the proton, neutron and charged pion are $4.4 \times 10^{-5} \text{ Fm}^3$, $2.1 \times 10^{-5} \text{ Fm}^3$ and $2.5 \times 10^{-5} \text{ Fm}^3$. Estimates presented for the pion as well as for the nucleon are by an order less than the experimental values of their polarizabilities. Thus the magnetostriction effect of the bound quark system in an external field is not excluded by experiments.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод авторов.