

ОБ АНАПОЛЬНОМ ФОРМФАКТОРЕ ПРОТОНА**

В работе обсуждается возможность существования анапольного формфактора протона. В рамках гипотезы о нарушении дискретных симметрий в электромагнитных процессах с участием составных систем с сильным взаимодействием обсуждаются результаты современных экспериментов по упругому ep -рассеянию и последние результаты по измерению радиуса протона. В подходе Пуанкаре инвариантной квантовой механики с учетом гипотезы о нарушении CP -инвариантности проведен анализ экспериментов по упругому ep -рассеянию, вычислены электромагнитные и анапольный формфакторы протона.

Ключевые слова: протон, формфактор, анапольный момент, упругое ep -рассеяние.

Введение

Протон является основным строительным элементом видимой Вселенной. Активное изучение протона ведется практически с 1919 года, когда Э. Резерфорд обнаружил ядра атома водорода в продуктах расщепления ядер атомов многих элементов. Хотя изучением свойств протона занимаются уже практически век, многие его свойства не до конца понятны. Одним из наиболее интригующих экспериментальных результатов последнего времени является открытие т. н. «нерозенблютовского» поведения электромагнитных формфакторов протона в экспериментах по рассеянию продольно поляризованных электронов на протонах [1–4]. В этих экспериментах отношение электрического формфактора к магнитному получилось функцией, линейно убывающей с ростом квадрата переданных импульсов. Этот результат противоречит результатам ранее проводимых экспериментов по рассеянию неполяризованных электронов на протонах, в которых электрический и магнитный формфакторы измерялись по методу Розенблюта (см., например [5; 6]), который дает для данного отношения постоянное значение, близкое к единице [7]. Отметим, что недавно были проведены повторные измерения отношения формфакторов по методу Розенблюта [8], которые подтвердили прежние результаты [7]. Таким образом, явное противоречие результатов экспериментов по упругому ep -рассеянию с поляризованными и неполяризованными пучками электронов можно считать твердо установленным.

Другой не менее интригующий результат преподнесли измерения радиуса протона. Из экспериментов по ep -рассеянию [9; 10] средний зарядовый радиус r_p был определен с точностью до 2 % (в лучшем случае), в настоящее время наиболее точное значение r_p (с погрешностью 1 %) дает компиляция физических констант CODATA [11]. Это значение основано главным образом на прецизионной спектроскопии атомов во-

* © Крутов А.Ф., Кудинов М.Ю., 2012

Крутов Александр Федорович (krutov@ssu.samara.ru), Кудинов Максим Юрьевич (kudinov@samsu.ru), кафедра общей и теоретической физики Самарского государственного университета, 443011, г. Самара, ул. Акад. Павлова, 1.

** Работа была выполнена при частичной поддержке программы «Научные и научно-педагогические кадры в инновационной России» (грант N° 1338).

дорода [12–15] и расчетов связанного состояния квантовой электродинамики (КЭД; [16;17]). Точность значения r_p , выведенная из ep -рассеяния, служит проверкой моделей связанных состояний в КЭД атомарного водорода, а также в определении постоянной Ридберга (в настоящее время наиболее точно измерена фундаментальная физическая константа [11]). Привлекательным средством для повышения точности в измерении r_p является использование мюонного водорода, т. к. его боровский радиус гораздо меньше по сравнению с обычным водородом, что приводит к усилению эффектов, связанных с конечными размерами протона и его внутренними свойствами. Первые эксперименты с атомами мюонного водорода дали для r_p меньший результат $0,84184 \pm 0,00067$ фм [18], который отличается на 5,0 стандартных отклонений от значения CODATA $0,8768 \pm 0,0069$ фм. Причины такого различия пока неясны. Такой результат следует интерпретировать при условии, что постоянная Ридберга должна быть сдвинута на 2110 кГц/с (4,9 стандартных отклонения) или как проявление более «тонкой» структуры протона.

В настоящей статье мы предлагаем рассмотреть эти проблемы с точки зрения возможного нарушения дискретных симметрий в электромагнитных процессах с участием составных систем с сильным взаимодействием. Идея о возможном нарушении CP -инвариантности в электромагнитных процессах в таких системах высказывались достаточно давно, например, в работах [19–21]. Так, в работе [19] производилась оценка возможной величины нарушения CP -инвариантности в электромагнитных процессах в многочастичных системах с сильным взаимодействием на основании существовавших на тот момент экспериментальных данных. В работе [20] рассматривался один из методов описания возможного нарушения CP -инвариантности в упругом рассеянии электронов на составной нуклонной системе – дейтроне. В представленной статье мы используем тот же математический аппарат, что и в [20]. Близка нам и работа [21], в которой нарушение дискретных симметрий в упругом электрон-протонном рассеянии связывалось с наличием в матричном элементе электромагнитного тока протона т. н. анапольного формфактора.

1. Параметризация матричного элемента электромагнитного тока протона и упругое ep -рассеяние

Рассмотрим матричный элемент оператора электромагнитного тока $j_\mu(0)$ частицы массы M со спином $1/2$. Выразим его через конечное число инвариантных функций – формфакторов. Для этого воспользуемся общим методом параметризации локальных операторов [23]. Применение этого метода к матричным элементам электромагнитного тока подробно изложено в [24; 25]. При учете самосопряженности оператора, закона сохранения тока и сохранения четности матричный элемент принимает вид:

$$\langle \vec{p}', m' | j_\mu(0) | \vec{p}, m \rangle = \sum_{m''} \langle m | D^{1/2}(p, p') | m'' \rangle \langle m'' | f_{10}(Q^2) K'_\mu + i f_{30}(Q^2) R_\mu | m \rangle, \quad (1)$$

где \vec{p}', \vec{p} – 3-импульсы частицы в начальном и конечном состояниях, соответственно; m', m – проекции спина, 4-векторы в правой части определены следующим образом:

$$K'_\mu = (p + p')_\mu, R_\mu = \epsilon_{\mu\nu\lambda\rho} p^\nu p'^\lambda \Gamma^\rho(p'), \quad (2)$$

где $\epsilon_{\mu\nu\lambda\rho}$ – четырехмерный антисимметричный псевдотензор с $\epsilon_{0123} = -1$; $\Gamma^\mu(p)$ – релятивистский оператор спина (см., например [24]); $f_{10}(Q^2)$ $f_{30}(Q^2)$ – электрический и магнитный формфакторы соответственно.

Формфакторы в (1) связаны с соответствующими формфакторами Сакса следующим образом [17]:

$$f_{10}(Q^2) = \frac{2MG_E(Q^2)}{\sqrt{4M^2 + Q^2}}, \quad f_{30}(Q^2) = -\frac{4G_M(Q^2)}{M\sqrt{4M^2 + Q^2}}. \quad (3)$$

С помощью формул (1) и (3) можно получить стандартное сечение Розенблюта для описания упругого рассеяния неполяризованных электронов на протонах (см., например [2]):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} \left[A(Q^2) + B(Q^2) \tan^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right], \quad (4)$$

где θ – угол рассеяния электрона в лабораторной системе отсчета; E – начальная энергия электрона; $t = (p - p')^2 = -Q^2$ – квадрат переданного импульса.

Сечение рассеяния на бесспиновой, бесструктурной частице (сечение Мотта) и инвариантные функции квадрата переданного импульса имеют стандартный вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} \left[A(Q^2) + B(Q^2) \tan^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right], \quad (5)$$

$$A(Q^2) = \frac{G_E^2(Q^2) + \tau G_M^2(Q^2)}{1 + \tau}, \quad (6)$$

$$B(Q^2) = 2\tau G_M^2(Q^2), \quad (7)$$

где $\xi = E/M$, $\tau = -Q^2/4M^2 = t/4M^2$.

При описании упругого рассеяния продольно поляризованных электронов на протонах с помощью (1) и (3) получаем известную формулу для отношения электрического и магнитного протонных формфакторов (см., например [1]):

$$\frac{R(Q^2)}{\mu_p} = \frac{G_E(Q^2)}{G_M(Q^2)} = -\frac{P_t(E + E')}{P_l 2M} \tan\left(\frac{\theta}{2}\right), \quad (8)$$

где μ_p – магнитный момент протона; P_t, P_l – поперечная и продольная поляризации протонов отдачи, соответственно; E' – энергия электрона в конечном состоянии.

В случае принятия гипотезы о нарушении CP -инвариантности параметризация матричного элемента электромагнитного тока протона примет вид:

$$\langle \vec{p}, m | j_\mu(0) | \vec{p}', m' \rangle = \sum_{m''} \langle m | D^{1/2}(p, p') | m'' \rangle \langle m'' | \left[(f_{10}(Q^2) + f_{11}(Q^2)(ip_\mu \Gamma^\mu(p'))) K'_\mu + f_{20}(Q^2) A_\mu + i f_{30}(Q^2) R_\mu \right] | m' \rangle, \quad (9)$$

где

$$A_\mu = \Gamma_\mu(p') - \left(\frac{K'_\mu}{K'^2} + \frac{K_\mu}{K^2} \right) (p_\lambda \Gamma^\lambda(p')), \quad K_\mu = (p - p')_\mu, \quad (10)$$

$f_{11}(Q^2)$ является электрическим дипольным формфактором; $f_{20}(Q^2)$ – т. н. анапольный формфактор (магнитный квадрупольный формфактор первого рода). Остальные обозначения совпадают с обозначениями в (1).

Заметим, что гипотеза о наличии в матричном элементе электромагнитного тока протона анапольного формфактора высказывалась в свое время в работе [21]. Классическим аналогом этой величины является т. н. тороидный момент (см., например [26]).

По аналогии с расчетом сечения (4) при помощи параметризации (9) можно получить соответствующее сечение с учетом нарушения CP -инвариантности:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} [a(Q^2) + b(Q^2) \tan^2\left(\frac{\theta}{2}\right) + f_{11}(Q^2) f_{20}(Q^2) D(\tau, \theta) + f_{20}^2(Q^2) F(\tau, \theta)], \quad (11)$$

где

$$a(Q^2) = \frac{g_E^2(Q^2) + \tau g_M^2(Q^2)}{1 + \tau} + f_{11}^2(Q^2) \tau M^2 (1 + \tau), \quad (12)$$

$$b(Q^2) = 2\tau g_M^2(Q^2), \quad (13)$$

$$F(\tau, \theta) = \frac{x}{2\sqrt{\tau}(\tau+1)} \left(\sqrt{\frac{1}{x} + \tau + 1 + 2\sqrt{\tau}(\tau+1)} \right), \quad (14)$$

$$D(\tau, \theta) = \frac{M^5 (E + E') (\xi - \xi' + 8\tau + 10\tau\xi)}{8} (1 + x(1 + 2\xi)), \quad \xi' = \frac{E'}{M}, \quad (15)$$

где $g_E^2(Q^2)$, $g_M^2(Q^2)$ – электрический и магнитный формфакторы протона, соответственно, в предположении нарушения CP -инвариантности $x = \tan^2(\theta/2)$.

Остальные обозначения совпадают с обозначениями (4)–(7).

Аналог формулы (8) с учетом нарушения CP -инвариантности имеет вид:

$$\frac{P_t}{P_i} = -\frac{g_M(Q^2)}{g_E(Q^2)} \left[\frac{1 + \alpha f_{20}^2(Q^2) / g_M^2(Q^2)}{1 + \beta (f_{11}(Q^2) f_{20}(Q^2)) / (g_M(Q^2) g_E(Q^2))} \right] \frac{(E + E')}{2M} \tan\left(\frac{\theta}{2}\right), \quad (16)$$

здесь

$$\alpha = \frac{\sqrt{\tau+1}}{8\sqrt{x}\tau(\sqrt{x\tau} + \sqrt{x\tau+x+1})}, \quad \beta = \frac{1}{M^2(\tau+1)}.$$

В следующем разделе мы будем обсуждать приближения, в рамках которых проведем анализ существующих экспериментальных данных по упругому электрон-протонному рассеянию с помощью формул (11)–(16).

2. Приближения

Для анализа упругого ep -рассеяния при помощи соотношений (11)–(16) сделаем следующие приближения.

На основании того, что эксперименты по измерению электрического дипольного момента (ЭДМ) нейтрона дают очень низкую верхнюю границу для этой величины [27; 28], естественно сделать предположение, что для нейтрона и протона выполняется соотношение

$$f_{11}(Q^2) \approx 0. \quad (17)$$

В этом приближении формула (11) примет вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} \left[a(Q^2) + b(Q^2) \tan^2\left(\frac{\theta}{2}\right) + g_A^2(Q^2) F(\tau, \theta) \right], \quad (18)$$

где функции $a(Q^2)$ и $b(Q^2)$ имеют структуру (6) и (7), соответственно, с заменой $G_{E,M}(Q^2)$ на $g_{E,M}(Q^2)$.

В (18) по аналогии с (3) мы выделили в анапольном формфакторе f_{20} инвариантный множитель:

$$f_{20}(Q^2) = \frac{g_A(Q^2)}{\sqrt{1+\tau}}. \quad (19)$$

Обсудим теперь функцию $F(\tau, \theta)$. При больших значениях x эта функция асимптотически приближается к линейной функции $F_a(\tau, x)$:

$$F_a(\tau, x) = x \left(1 + \frac{1}{2\sqrt{\tau(\tau+1)}} \right) + \frac{1}{4\sqrt{\tau(\tau+1)^{3/2}}}. \quad (20)$$

Легко видеть, что при τ , достаточно далеких от нуля, и в области углов, характерных для экспериментов по упругому ep -рассеянию $x \geq 0,5$, функция $F(\tau, \theta)$ может быть с хорошей точностью приближена своей асимптотикой. Заметим, что качество этой аппроксимации растет с увеличением τ , т. е. с ростом квадрата переданного импульса. Введем функцию, характеризующую качество аппроксимации:

$$S(\tau, x) = \left| \frac{F(\tau, \theta) - F_a(\tau, x)}{F(\tau, x)} \right|. \quad (21)$$

При $\tau = 0,01$, т. е. при $Q^2 = 0,035 \text{ GeV}^2$ (с учетом, что $M = 0,938272046 \text{ GeV}^2$) и при $x = 0,5$, что соответствует углу $\theta \approx 70,5^\circ$ $S(\tau, x) = 0,14$, а при $x = 0,8$ ($\theta \approx 83,6^\circ$) $S(\tau, x) = 0,072$, для $\tau = 0,1$, т. е. при $Q^2 = 0,352 \text{ GeV}^2$ и при $x = 0,5$ $S(\tau, x) = 0,098$, а при $x = 0,8$ $S(\tau, x) = 0,05$. На рис. 1 для сравнения приведены функция $F(\tau, x)$ и ее асимптотика при разных значениях τ .

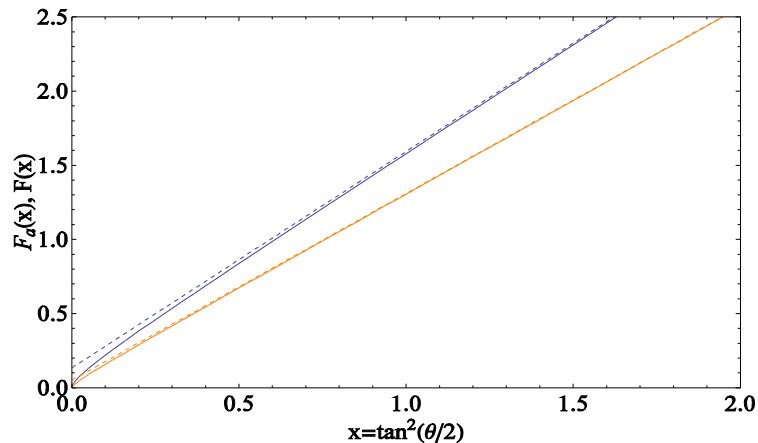


Рис. 1. Графики функции $F(\tau, x)$ (14) (сплошная линия) и ее аппроксиманты $F_a(\tau, x)$ (20) (пунктирная линия). Нижние графики вычислены при $\tau = 1,5$, верхние – при $\tau = 0,7$

Таким образом, в области переданных импульсов экспериментов [1–4] функцию $F(\tau, x)$ из (14) можно с высокой точностью приблизить функцией $F_a(\tau, x)$. В этом приближении выражение для сечения (18) будет иметь структуру, совпадающую со структурой сечения Розенблюта (4), но с другими инвариантными функциями:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} \left[a(Q^2) + g_A^2(Q^2) c(\tau) + \left(b(Q^2) + g_A^2(Q^2) d(Q^2) \right) \tan^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right], \quad (22)$$

где

$$a(Q^2) = \frac{g_E^2(Q^2) + \tau g_M^2(Q^2)}{1 + \tau}, \quad b(Q^2) = 2\tau g_M^2(Q^2), \quad (23)$$

$$c(Q^2) = \frac{1}{4\sqrt{\tau}(\tau + 1)^{5/2}}, \quad d(Q^2) = \frac{1}{\tau + 1} + \frac{1}{2\sqrt{\tau}(\tau + 1)^{3/2}}. \quad (24)$$

Таким образом, эффекты нарушения CP -инвариантности не изменяют розенблютовской структуры сечения, которая наблюдается при проведении эксперимента.

Перейдем теперь к приближениям в формуле для поляризационного рассеяния (16). В силу приближения (17) знаменатель в скобках в (16) будет равен единице. Оценим далее числитель данного выражения. Так как при малых τ эксперименты с поляризованными и неполяризованными электронами не противоречат друг другу, можно считать, что отношение анапольного формфактора к магнитному при малых переданных импульсах близко к нулю. В области больших передач функция α быстро убывает. Таким образом, и числитель в скобках в (16) при всех передачах импульса можно считать близким к единице, т. е. с учетом (19):

$$\frac{\alpha}{1 + \tau} \frac{g_A^2(Q^2)}{g_M^2(Q^2)} \ll 1. \quad (25)$$

В указанных приближениях формула (16) принимает вид, полностью совпадающий с соответствующим выражением (8), полученным в CP -инвариантном случае с заменой $G_{E,M}(Q^2)$ на $g_{E,M}(Q^2)$:

$$\frac{P_l}{P_i} = - \frac{g_M(Q^2)}{g_E(Q^2)} \frac{(E + E')}{2M} \tan\left(\frac{\theta}{2}\right). \quad (26)$$

Перейдем теперь к анализу экспериментов по упругому рассеянию электронов на протонах.

3. Анализ экспериментальных данных с учетом гипотезы о нарушении CP -инвариантности

Проведем анализ существующих экспериментальных данных по рассеянию неполяризованных и продольно поляризованных электронов на протонах с помощью соотношений (22) и (26). Будем считать, что в левых частях этих равенств стоят величины (сечение и отношение продольной и поперечной поляризаций протонов отдачи), измеренные в экспериментах. Выразим через эти данные формфакторы, стоящие в правых частях (22) и (26).

Начнем с выражения (26). Поскольку эффекты нарушения CP -инвариантности не изменили структуры выражения для отношения поляризаций (сравним (8) и (26)), для этого отношения с учетом нарушения CP -инвариантности мы можем использовать линейную аппроксимацию экспериментальных данных [1]:

$$R(Q^2) = \mu_p \frac{g_E(Q^2)}{g_M(Q^2)} = 1 - 0,13(Q^2 - 0,04). \quad (27)$$

Подставим теперь в левую часть равенства (22) выражение для сечения (4), в котором функции $A(Q^2)$ и $B(Q^2)$ будем считать измеренными экспериментально методом Розенблюта. Приравнявая коэффициенты при одинаковых степенях $x = \tan^2(\theta/2)$, получим два равенства:

$$(1 + \tau) A(Q^2) = g_E^2(Q^2) + \tau g_M^2(Q^2) + g_A^2(Q^2)(1 + \tau)c(Q^2), \quad (28)$$

$$B(Q^2) = 2\tau g_M^2(Q^2) + g_A^2(Q^2)d(Q^2). \quad (29)$$

Равенства (27)–(29) можно рассматривать как систему уравнений относительно величин $g_E^2(Q^2)$, $g_M^2(Q^2)$, $g_A^2(Q^2)$. Решая эту систему уравнений, находим эти формфакторы в терминах измеренных экспериментальных функций $A(Q^2)$, $B(Q^2)$ из (4) и $R(Q^2)$ из (27):

$$g_A^2(Q^2) = \frac{(\tau + 1)A(Q^2) - \left(\left(R(Q^2)/\mu_p\right)^2 + 1\right)B(Q^2)/2}{\left(\left(R(Q^2)/\mu_p\right)^2 + 1\right)d(Q^2)/2 - (\tau + 1)c(Q^2)},$$

$$g_M^2(Q^2) = \frac{1}{2\tau} \left(B(Q^2) + g_A^2(Q^2)d(Q^2) \right), \quad (30)$$

$$g_E^2(Q^2) = g_M^2(Q^2) \left(\frac{R(Q^2)}{\mu_p} \right)^2.$$

Выражения (30) можно записать в терминах саксовских формфакторов, измеренных в экспериментах методом Розенблюта (6), (7):

$$g_A^2(Q^2) = \frac{2\tau(\tau + 1) \left(G_E^2(Q^2) - G_M^2(Q^2) \left(R(Q^2)/\mu_p \right)^2 \right)}{d(Q^2) - 2\tau(\tau + 1)c(Q^2)}, \quad (31)$$

$$g_M^2(Q^2) = G_M^2(Q^2) + g_A^2(Q^2) \frac{d(Q^2)}{1 + \tau},$$

$$g_E^2(Q^2) = G_M^2(Q^2) \left(\frac{R(Q^2)}{\mu_p} \right)^2.$$

Для оценки электромагнитных величин формфакторов протона с учетом эффектов нарушения CP -инвариантности можно воспользоваться аналитическими формулами для $G_E^2(Q^2)$ и $G_M^2(Q^2)$ [29; 30], которые хорошо подгоняют экспериментальные значения функций $A(Q^2)$ и $B(Q^2)$, измеренных методом Розенблюта.

На рис. 2–4 приведены результаты расчетов формфакторов протона с учетом эффектов нарушения CP -инвариантности, для получения которых использовалась подгонка [30].

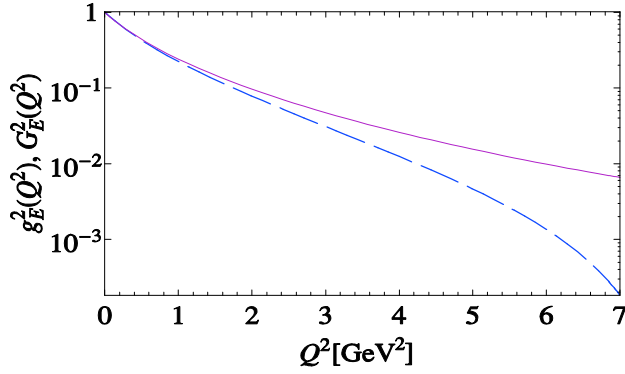


Рис. 2. Электрический формфактор протона. Сплошная линия – $G_E^2(Q^2)$ (6), полученный без учета эффектов CP -инвариантности, пунктирная линия – $g_E^2(Q^2)$, полученный с учетом эффектов нарушения CP -инвариантности. Для $G_E^2(Q^2)$ бралась подгонка из [30]

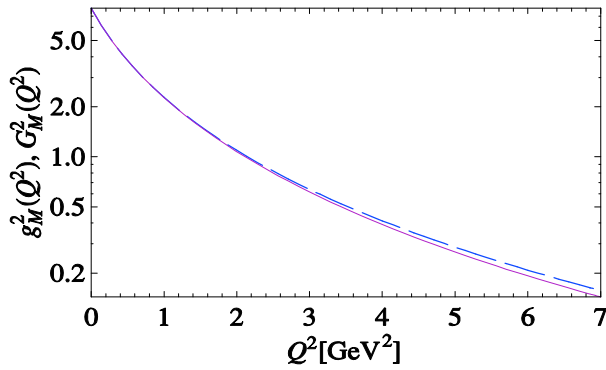


Рис. 3. Магнитный формфактор протона. Сплошная линия – $G_M^2(Q^2)$ (6), полученный без учета эффектов CP -инвариантности, пунктирная линия – $g_M^2(Q^2)$, полученный с учетом эффектов нарушения CP -инвариантности. Для $G_M^2(Q^2)$ бралась подгонка из [30]

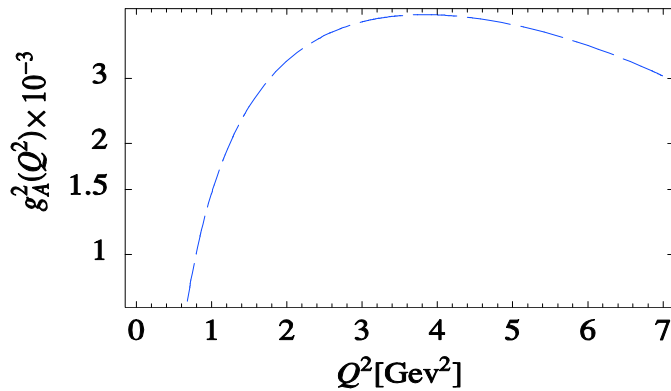


Рис. 4. Анапольный формфактор протона $g_A^2(Q^2)$ из (22)

Отметим, что возможные эффекты нарушения CP -инвариантности приводят к достаточно большому изменению значений электрического формфактора протона и мало меняют его магнитный формфактор. На рис. 4 анапольный формфактор приведен в области, где работает функция (27), подгоняющая имеющиеся экспериментальные значения для отношения поляризаций протонов отдачи в экспериментах с продольно поляризованными пучками электронов. При изменении этой функции значения всех формфакторов также изменятся. Обратим внимание, что значения анапольного формфактора значительно меньше магнитного, что оправдывает наше приближение для отношения (25). Значение анапольного формфактора в нуле равно нулю, что означает, что анапольный момент протона равен нулю. Заметим также, что в данной работе протон предполагался составной кварковой системой. Представляет интерес описание нарушения CP -инвариантности в электромагнитных процессах с участием этой составной системы с сильным взаимодействием в рамках составной кварковой модели. Это будет сделано нами в другой работе.

4. Радиус протона

Обсудим результаты среднего зарядового радиуса протона, полученные в ходе экспериментов с мюонным водородом [18].

Средний зарядовый радиус протона можно вычислить из стандартной формулы для среднеквадратичного радиуса:

$$\langle r_E^2 \rangle = -6 \frac{d G_E(Q^2)}{d Q^2} \Big|_{Q^2=0}, \quad (32)$$

где $G_E(Q^2)$ – электрический формфактор без нарушения CP -инвариантности. В рамках предлагаемой нами гипотезы $G_E(Q^2)$ следует понимать как функцию, которая имеет вид:

$$G_E(Q^2) = \sqrt{g_E^2(Q^2) + g_A^2(Q^2)} \chi(Q^2), \quad (33)$$

где

$$\chi(Q^2) = \frac{d(Q^2)}{1 + \tau} \left[\frac{1}{2\tau} - \left(\frac{R}{\mu_p} \right)^2 \right] - c(Q^2), \quad (34)$$

а $g_E^2(Q^2)$ и $g_A^2(Q^2)$ – электрический и анапольный формфакторы.

Как видно из полученных результатов (см. рис. 2), $g_E^2(Q^2)$ и $G_E^2(Q^2)$ в области $Q^2 \rightarrow 0$ совпадают, а $g_A^2(Q^2)$ обращается в ноль. Следовательно, среднеквадратичный радиус протона, извлекаемый из результатов рассеяния электронов на протонах, будет давать одинаковый результат:

$$\langle r_E^2 \rangle = -6 \frac{d G_E(Q^2)}{d Q^2} \Big|_{Q^2=0} = -6 \frac{d g_E(Q^2)}{d Q^2} \Big|_{Q^2=0}, \quad (35)$$

что соответствует результатам CODATA.

Что касается экспериментов с обычным и мюонным водородом, заметим сперва, что магнитное поле анаполя не выходит за пределы источника, подобно тому как магнитное поле тороидальной катушки с током полностью заключено внутри катушки [26]. Это означает, что электромагнитное взаимодействие атомарного электрона с анапольным моментом ядра происходит благодаря тому, что волновая функция электрона может проникнуть в ядро. Можно сделать вывод, что взаимодействие анапольно-

го момента с электроном является столь же локальным, как и слабое взаимодействие. Возникает вопрос: в каких системах такое взаимодействие будет себя проявлять? Для ответа рассмотрим снова классический аналог — тороидальную катушку. Взаимодействие тороидальной катушки с внешним полем будет пропорционально потоку магнитной индукции, следовательно, чтобы взаимодействие было заметно, нужно либо увеличить площадь поперечного сечения, в нашем случае взять тяжелое ядро, или увеличить магнитную индукцию — «придвинуть» электрон к ядру. Так, впервые анапольный ядерный момент был открыт [32] у тяжелого ядра ^{133}Cs . В случае с обычным водородом проявление анапольного момента невозможно, но в мюонном водороде, где боровский радиус в 200 раз меньше, чем в случае с обычным водородом, анапольный момент начинает давать вклад во взаимодействие протона с мюоном.

Таким образом, различие в значениях среднего радиуса протона, полученных из экспериментов с мюонным водородом, и данными CODATA можно отнести в пользу существования анапольного формфактора в протоне.

Заключение

В статье проведен анализ экспериментов по упругому рассеянию электронов на протонах в рамках гипотезы о нарушении CP -инвариантности в электромагнитных процессах с участием составных систем с сильным взаимодействием. Анализ проведен с помощью общего метода релятивистски инвариантной параметризации матричных элементов локальных операторов. Предложенный анализ позволяет решить проблему т. н. «нерозенблуттовского» поведения протонных формфакторов. Показано, что эффекты нарушения CP -инвариантности приводят к появлению дополнительного анапольного магнитного формфактора протона. В рамках предложенного анализа произведена оценка электрического, магнитного и анапольного формфакторов в области передач импульса в современных экспериментах. Показано, что эффекты нарушения дискретных симметрий наибольшим образом изменяют значение электрического формфактора и мало меняют магнитный.

Проведена качественная интерпретация результатов измерения среднего зарядового радиуса протона. Показано, что результаты, полученные на обычном и мюонном водороде, находятся в согласии с предположением о существовании анапольного формфактора в протоне.

Авторы благодарят профессора В.Е. Троицкого за полезные дискуссии.

Библиографический список

1. $G_{Ep}=G_{Mp}$ Ratio by Polarization Transfer in $ep \rightarrow ep$ / M.K. Jones [et al.] // Phys. Rev. Lett. 2000. № 84. P. 1398.
2. Measurement of $G_{Ep}=G_{Mp}$ in $ep \rightarrow ep$ to $Q^2 = 5:6 \text{ GeV}^2$ / O. Gayou [et al.] // Phys. Rev. Lett. 2002. № 88. P. 092301.
3. Measurements of the elastic electromagnetic formfactor ratio $_{\mu p} G_{Ep} = G_{Mp}$ via polarization transfer / O. Gayou [et al.] // Phys. Rev. C 2001. № 64. P. 038202.
4. Measurements of electron-proton elastic cross sections for $0:4 < Q^2 < 5:5 (\text{GeV}/c)^2$ / M.E. Christy [et al.] // Phys. Rev. C. 2004. № 70. P. 015206.
5. Rosenbluth M.N. High Energy Elastic Scattering of Electrons on Protons // Phys. Rev. 1950. № 79. P. 615.
6. Backward-Angle Electron-Proton Elastic Scattering and Proton Electromagnetic Form Factors / L.E. Price [et al.] // Phys. Rev. D. 1971. № 4. P. 45.
7. Measurements of the proton elastic form factors for $1 \leq Q^2 \leq 3 (\text{GeV}/c)^2$ at SLAC / R.C. Walker [et. al] // Phys. Rev. D. 1994. № 49. P. 5671.

8. Jefferson Lab experiment. 1994. № E94-110 / C.E. Keppel [et al.].
9. Sick I. On the rms-radius of the proton // *Phys. Lett. B.* 2003. № 576. P. 62–67.
10. Blunden P.G., Sick I. Proton radii and two-photon exchange // *Phys. Rev. C.* 2005. № 72. P. 057601.
11. Mohr P.J., Taylor B.N., Newell D.B. CODATA recommended values of the fundamental physical constants: 2006 // *Rev. Mod. Phys.* 2008. № 80. P. 633–730.
12. Measurement of the hydrogen 1S - 2S transition frequency by phase coherent comparison with a microwave cesium fountain clock / M. Niering [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* 2000. № 84. P. 5496–5499.
13. New limits on the drift of fundamental constants from laboratory measurements / M. Fischer [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* 2004. № 92. P. 230802.
14. Metrology of the hydrogen and deuterium atoms: determination of the Rydberg constant and Lamb shifts / B. de Beauvoir [et al.] // *Eur. Phys. J. D.* 2000. № 12. P. 61–93.
15. Optical frequency measurement of the 2S–12D transitions in hydrogen and deuterium: Rydberg constant and Lamb shift determinations / C. Schwob [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* 1999. № 82. P. 4960–4963.
16. Eides M.I., Grotch H., Shelyuto V.A. Theory of light hydrogenlike atoms // *Phys. Rep.* 2001. № 342. P. 63–261.
17. Karshenboim S.G. Precision physics of simple atoms: QED tests, nuclear structure and fundamental constants // *Phys. Rep.* 2005. № 422. P. 1–63.
18. The size of the proton / R. Pohl [et al.] // *Nature.* 2010. V. 466. P. 213–217.
19. Bernstein J., Feinberg G., Lee T.D. Possible C. T Noninvariance in the Electromagnetic Interaction // *Phys. Rev.* 1965. № 139. P. 1650–1659.
20. Дубовик В.М., Чешков А.А. Упругое ed-рассеяние и нарушение *CP*-инвариантности // *ЖЭТФ.* 1966. Т. 51. С. 165–168.
21. Okun L.B. The violation of CP invariance // *Sov. Phys. Usp.* 1967. V. 9. P. 574–601.
22. Naxton W.C., Liu C.-P., Ramsey-Musolf M.J. Nuclear anapole moments // *Phys. Rev. C.* 2002. № 65. P. 045502.
23. Чешков А.А., Широков Ю.М. Инвариантная параметризация локальных операторов // *ЖЭТФ.* 1963. Т. 44. С. 1983–1992.
24. Krutov A.F., Troitsky V.E. Instant Form of Poincaré-Invariant Quantum Mechanics and Description of the Structure of Composite Systems // *Physics of Particles and Nuclei.* 2009. V. 40. P. 136–161.
25. Krutov A.F., Troitsky V.E. Relativistic instant-form approach to the structure of two-body composite systems: Nonzero spin // *Phys. Rev. C.* 2003. V. 68. P. 018501.
26. Дубовик В.М., Тосунян Л.А. Тороидные моменты в физике электромагнитных и слабых взаимодействий // *ЭЧАЯ.* 1983. Т. 14.
27. Improved Experimental Limit on the Electric Dipole Moment of the Neutron / C.A. Baker [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* 2006. V. 72. P. 131801.
28. Electric dipole moments and polarizability in the quark-diquark model of the neutron / Y.N. Srivastava [et al.] // *Phys. Rev. D.* 2010. № 82. P. 094003.
29. Earle L. Lomon. Extended model fits to nucleon electromagnetic form factors // *Phys. Rev. C.* 2001. V. 64. P. 035204.
30. Gari M., Krumpelmann W. Semiphenomenological synthesis of meson and quark dynamics and E.M. structure of the nucleon // *Z. Phys. A-Atoms and Nuclei.* 1985. V. 322. P. 689–693.
31. Баладина Е.В., Юдин Н.П. О соотношении параметризаций элементарных токов в квантовой теории // *Вестник МГУ.* 1995. Т. 36. С. 14–19.
32. Measurement of Parity Nonconservation and an Anapole Moment in Cesium / C.S. Wood [et al.] // *Science.* 1997. V. 275. P. 1759–1763.

*A.F. Krutov, M.Yu. Kudinov**

ON ANAPOLE FORMFACTOR OF THE PROTON

In this paper we discuss the possibility of existence of anapole formfactor of the proton. In the framework of hypothesis of violation of discrete symmetries in electromagnetic processes involving composite systems with strong interactions we discuss the results of modern experiments on elastic ep -scattering and recent results on the measurement of radius of proton. In the approach of Poincare invariant quantum mechanics the analysis of experiments on elastic ep -scattering is made and electromagnetic and anapole formfactors of proton are calculated.

Key words: proton, formfactor, anapole moment, elastic ep -scattering.

* *Krutov Alexander Fedorovich* (krutov@ssu.samara.ru), *Kudinov Maksim Yurievich* (kudinov@samsu.ru), the Dept. of General and Theoretical Physics, Samara State University, Samara, 443011, Russian Federation.