

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.12.01

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ДИПОЛЬНЫЙ МОМЕНТ НЕЙТРОНА В КАЛИБРОВОЧНОЙ ТЕОРИИ

Е. П. Шабалин

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение: история вопроса и механизмы нарушения CP -инвариантности в калибровочной теории	561
2. Электрический дипольный момент (ЭДМ) нейтрона в модели Кобаяши — Маскавы	564
а) Параметризация теории и результат двухпетлевого приближения (564). б) ЭДМ кварка с учетом глюонных петель (566). в) ЭДМ барионов с учетом обменных сил (568). 1) Обменные силы I типа (568); 2) Обменные силы II типа (569).	
3. ЭДМ нейтрона в моделях спонтанного нарушения CP -инвариантности. Модель Вайнберга	570
4. Оценки ЭДМ нейтрона в других калибровочных моделях	574
5. ЭДМ нейтрона в квантовой хромодинамике	575
6. Заключение	582
Цитированная литература	583

1. ВВЕДЕНИЕ: ИСТОРИЯ ВОПРОСА И МЕХАНИЗМЫ НАРУШЕНИЯ CP -ИНВАРИАНТНОСТИ В КАЛИБРОВОЧНОЙ ТЕОРИИ

История вопроса о существовании электрического дипольного момента (ЭДМ) у элементарных частиц восходит к работе Перселла и Рамсея¹. В то время считалось, что физический мир инвариантен относительно пространственного отражения — P -инверсии. Поскольку электрический дипольный момент является полярным вектором:

$$\mathbf{D} = \int \mathbf{r} \rho(\mathbf{r}) d^3r,$$

где ρ — распределение плотности заряда, а элементарная частица не имеет другой ориентации, кроме спина — аксиального вектора, существование ЭДМ означало нарушение P -инвариантности, и Перселлу и Рамсею пришлось прибегнуть к не слишком убедительной схеме построения P -четного ЭДМ из магнитных зарядов и орбитального момента. Заслуга их, однако, заключается в том, что они привлекли внимание к необходимости измерения ЭДМ как физической характеристики частиц и установили, используя данные некоторых опытов, первые ограничения на величину ЭДМ нейтрона:

$$D_n = |\mathbf{D}_n| \leq 10^{-13} - 3 \cdot 10^{-18} \text{ е.см.}$$

Когда в 1956—1957 гг. было обнаружено, что P -инвариантность не является строгим законом природы^{2,3}, особенной активности в изучении ЭДМ не возникло, поскольку сформулированная в тот же период идея инва-

риантности физического мира относительно комбинированной CP -инверсии по-прежнему запрещала в силу CPT -теоремы ЭДМ как не только P -неинвариантную, но вдобавок еще и T -неинвариантную величину⁴. Поэтому широкий интерес к теоретическому и экспериментальному исследованию ЭДМ возник лишь после открытия нарушения CP -инвариантности в K_L -распадах⁵ в 1964 г.

К экспериментальному исследованию ЭДМ элементарных частиц были привлечены разнообразные методы, описание которых можно найти, например, в обзоре Ф. Л. Шапиро⁶. К настоящему моменту получены лишь верхние ограничения на величину ЭДМ элементарных частиц. Если представить амплитуду взаимодействия дипольного момента фермиона с потенциалом электромагнитного поля A_μ в виде

$$if_D(k^2) \bar{\psi} \left(p + \frac{k}{2} \right) \sigma_{\mu\nu} k_\nu \gamma_5 \psi \left(p - \frac{k}{2} \right) A_\mu(k), \quad (1)$$

то дипольный момент есть

$$D \equiv f_D(0), \quad (2)$$

и для мюона, электрона, протона, Λ -гиперона и нейтрона имеются следующие ограничения:

$$\begin{aligned} D_\mu &\leq (0,8 \pm 4,3) \cdot 10^{-19} \text{ е} \cdot \text{см}^7, \\ D_e &\leq 3 \cdot 10^{-24} \text{ е} \cdot \text{см}^8, \\ D_p &\leq 2 \cdot 10^{-20} \text{ е} \cdot \text{см}^9, \\ D_\Lambda &= (-3,0 \pm 7,4) \cdot 10^{-17} \text{ е} \cdot \text{см}^{10}, \\ D_n &< 6 \cdot 10^{-25} \text{ е} \cdot \text{см}^{11}. \end{aligned}$$

Из всех барионов, вследствие равенства нулю электрического заряда, достаточной стабильности и возможности использовать пучки ультрахолодных частиц, нейтрон представляется наиболее удобным объектом для прецизионных измерений ЭДМ.

Само же наблюдение ЭДМ претендует на роль второго эксперимента, в котором удалось бы увидеть нарушение CP -инвариантности. До сих пор нигде, кроме распадов странных частиц — K -мезонов, такое нарушение не наблюдалось, и независимое измерение параметров нарушения CP в процессе с сохранением странности, возможно, позволило бы решить вопрос о механизме нарушения CP -инвариантности.

С момента экспериментального обнаружения несохранения CP -инвариантности было предложено немало разных механизмов нарушения CP и получено большое количество оценок для ЭДМ частиц. Ссылки на ранние работы читатель может найти в статье Дресса и др.¹². В данном обзоре будут рассмотрены результаты вычисления ЭДМ нейтрона и других частиц в рамках развитой в последнее десятилетие перенормируемой калибровочной теории слабых, электромагнитных и сильных взаимодействий.

В калибровочно-инвариантной теории существуют три источника нарушения CP -инвариантности.

1. Первый связан с возможностью различия фазовых множителей у констант связи калибровочных полей с отдельными слабыми токами и реализует возможность прямого нарушения CP -инвариантности в исходном лагранжиане. Сдвиг по фазе возможен как между левоспиральными и правоспиральными токами¹³⁻¹⁷, так и между только левоспиральными токами¹⁸. Пока теория включала четыре типа кварков (u, d, s, c), для введения CP -неинвариантности нужны были и лево- и правоспиральные токи. Но если в теорию входит шесть типов кварков (u, d, s, c, b, t), то CP -нарушение может возникнуть уже на базе только левоспиральных токов. Поскольку в настоящее время открыты пять кварков (u, d, s, c, b),

а экспериментальные данные свидетельствуют в пользу $SU(2)_L \otimes U(1)$ -модели, в которой левоспиральные кварки собираются в дублеты, то существование t -кварка представляется весьма вероятным и даже необходимым из соображений компенсации треугольных аномалий⁶⁸, если принять во внимание, что лептоны собираются в три левоспиральных дублета

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L.$$

Тогда адронный сектор включает три дублета кварков

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L,$$

и этого достаточно, чтобы работал простой механизм нарушения CP -инвариантности, указанный Кобаяши и Маскавой¹⁸.

Достоинства 6-кварковой $SU(2) \otimes U(1)$ -модели, а именно, способность правильного описания электрослабых взаимодействий при максимально простой структуре лагранжиана и минимальном числе хиггсовых полей (достаточно одного физического скалярного поля), заставляет с особым вниманием проанализировать вопрос об ЭДМ нейтрона в этой схеме. Результаты представлены в гл. 2.

Хотя полученный вывод о чрезвычайной малости $D_n \sim 10^{-32} \text{ е.см}$ может обескуражить экспериментаторов, он важен для решения вопроса об истинном механизме CP -нарушения, так как другие схемы нарушения CP -инвариантности, рассмотрению которых посвящены гл. 3 и 4, как правило, дают намного большие значения $D_n \sim 10^{-23} - 10^{-30} \text{ е.см}$. Эти схемы, однако, проигрывают в эстетическом отношении, поскольку требуют расширения хиггсова сектора теории. К тому же некоторые из них включают механизм спонтанного нарушения CP -инвариантности, который должен приводить к разделению Вселенной на домены⁸³, что не подтверждается наблюдательными данными.

2. Второй источник CP -неинвариантности связан с возможностью спонтанного нарушения CP в секторе хиггсовых полей. Первым обратил на это внимание Т. Д. Ли^{19,20}, затем его идея была развита в работах²¹⁻²³ и в другой формулировке, без взаимодействий нейтральных токов с изменением сорта кварка, исследована Вайнбергом²⁴ и другими²⁵⁻²⁸.

В случае спонтанного CP -нарушения исходный лагранжиан обладает CP -инвариантной формой, а нарушение CP возникает в результате выбора для хиггсова поля некоторого частного решения, не обладающего в полной мере свойствами симметрии лагранжиана. Механизм этот связан с наличием в теории так называемого конденсата, т. е. не равных нулю вакуумных средних от хиггсовых полей, и требует существования в варианте¹⁹⁻²¹ не менее двух мультиплетов хиггсовых полей, а в варианте²⁴ не менее трех хиггсовых мультиплетов, вакуумные средние которых имеют различные фазы.

Как уже отмечалось, в моделях спонтанного нарушения имеется трудность, связанная с отсутствием доменной структуры пространства. Тем не менее механизм спонтанного нарушения CP -инвариантности широко обсуждается в литературе. В третьей главе обзора рассматриваются предсказания, следующие для ЭДМ нейтрона в модели CP -нарушения Вайнберга²⁴. Эта модель наиболее близка к стандартным схемам построения калибровочной теории, ибо содержит обычный ГИМ-механизм³¹ компенсации нейтральных токов с изменением аромата (флейвора) кварка. Другие модели нарушения CP -инвариантности рассматриваются в гл. 4. Некоторые из них одновременно содержат механизм прямого и спонтанного CP -нарушения.

3. Третий источник нарушения CP -инвариантности кроется в свойствах теории сильных взаимодействий, описываемых квантовой хромодинамикой (КХД). Нетривиальная структура вакуума в КХД и существование инстантонных решений⁵³, переводящих один в другой вакуумы с различными топологическими зарядами, приводит к необходимости добавления к лагранжиану так называемого θ -члена⁵⁴, нечетного относительно CP -преобразования.

При $\theta \sim 1$, вообще говоря, должно возникнуть сильное нарушение CP -инвариантности. Отсутствие значительного CP -нарушения на опыте означает, что параметр θ либо чрезвычайно мал, либо вовсе равен нулю. Вывод о крайней малости параметра θ ($\theta < 10^{-9}$) возникает из сравнения оценок ЭДМ нейтрона

$$D_n \sim 10^{-16} |\theta| e \cdot \text{см},$$

полученных в работах^{62,65,66}, с экспериментальными данными.

Экспериментальное ограничение на величину θ заставляет модифицировать теорию так, чтобы эффективное значение параметра θ было меньше 10^{-9} или равнялось нулю. Один из способов добиться этого заключается в требовании дополнительной глобальной $U(1)$ -симметрии лагранжиана⁵⁷, которая может быть реализована при условии либо равенства нулю массы хотя бы одного кварка⁵⁷, либо некоторого увеличения хиггсова сектора теории. В последнем случае в теории появляется легкая псевдоскалярная частица — аксион^{58,59}.

Если требование равенства нулю массы кварка встречает теоретические возражения⁶⁰, то реализация $U(1)$ -симметрии за счет увеличения хиггсова сектора, как показали недавние исследования, может быть осуществлена таким образом, что возникающий аксион оказывается практически ненаблюдаемым. Это решает проблему отсутствия аксионов на опыте⁶¹, а равенство нулю эффективного значения параметра θ решает проблему больших значений ЭДМ в квантовой хромодинамике. Подробнее ситуация освещается в гл. 5.

2. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ДИПОЛЬНЫЙ МОМЕНТ (ЭДМ) НЕЙТРОНА В МОДЕЛИ КОБАЯШИ-МАСКАВЫ

а) Параметризация теории и результат двухпетлевого приближения

Введение в калибровочно-инвариантную теорию нарушения CP -инвариантности является отнюдь не простой задачей. В частности, в первоначальном четырехкварковом варианте $SU(2)_L \otimes U(1)$ -модели электро-слабых взаимодействий²⁹ нарушение CP было невозможно. В 1973 г. появилась работа Кобаяши и Маскавы¹⁸, в которой отмечалось, что при наличии трех и более дублетов левоспиральных кварков нарушение CP может возникнуть за счет комплексности констант взаимодействия отдельных заряженных левоспиральных токов с промежуточными векторными бозонами. При этом хиггсов сектор теории выбирается CP -инвариантным.

В схеме с N левоспиральными дублетами полная совокупность заряженных левоспиральных токов может быть представлена в виде

$$\bar{q}_{up}^k \gamma_\mu (1 + \gamma_5) U^{kl} q_{down}^l,$$

где q_{up}^k — верхние, а q_{down}^l — нижние компоненты дублетов, $k, l = 1, 2, \dots, N$.

Унитарная $N \times N$ матрица U , описывающая вращения в пространстве сортов (ароматов) кварков, содержит N^2 параметров, $(2N - 1)$ из

которых могут быть устранены переобозначением фаз кварковых полей, а $(N - 1)^2$ остается в качестве физических параметров. Из них $N(N - 1)/2$ является действительными, а $(N - 1)(N - 2)/2$ — комплексными. Таким образом, лишь начиная с $N = 3$, возникает возможность введения в теорию константы, комплексность которой приводила бы к физическим явлениям.

К числу таких явлений относится нарушение CP -инвариантности. Действительно, свойства амплитуды A некоторого процесса относительно CP -инверсии устанавливаются сравнением $(CP) A$ и A^+ . Но CP -инверсия не включает комплексного сопряжения констант, а эрмитово сопряжение включает, вследствие чего отдельные слагаемые, пропорциональные мнимой и действительной части общего коэффициента, обладают разными свойствами относительно CP -инверсии, что и интерпретируется как нарушение CP -инвариантности.

Левоспиральные кварковые дублеты шестикварковой $SU(2)_L \otimes U_1$ -симметричной калибровочной модели электрослабых взаимодействий могут быть выбраны в следующем виде:

$$\begin{pmatrix} u \\ d_\theta \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} c \\ s_\theta \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} t \\ b_\theta \end{pmatrix}_L, \quad (3)$$

где d_θ , b_θ и s_θ — линейные суперпозиции d -, s - и b -кварков, определенные следующим образом:

$$\begin{aligned} d_\theta &= dc_1 - (sc_3 + bs_3) s_1, \\ s_\theta &= [ds_1 + (sc_3 + bs_3) c_1] c_2 - (ss_3 - bc_3) s_2 e^{i\delta}, \\ b_\theta &= [ds_1 + (sc_3 + bs_3) c_1] s_2 + (ss_3 - bc_3) c_2 e^{i\delta}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $c_i \equiv \cos \theta_i$, $s_i \equiv \sin \theta_i$, а θ_i — углы смешивания, аналогичные углу Кабиббо в четырехкварковом варианте теории.

Легко убедиться, что $SU(2) \otimes U(1)$ -симметричная схема включает обычный ГИМ-механизм³¹ компенсации нейтральных токов с изменением сорта кварка.

В применении к переходам с изменением сорта кварка, в частности к распадам K_L -мезонов, механизм фаз позволяет получить согласующиеся с экспериментом значения феноменологических параметров CP -нарушения ϵ , ϵ' и Φ_D ^{32,47,77,78,80,81}.

В отношении диагональных переходов кажется, что в силу несамосопряженности амплитуды, включающей цепочку переходов, например

$$(\bar{u}d)(\bar{d}c)(\bar{c}s)(\bar{s}u) \quad (5)$$

(а несамосопряженность есть следствие различия фаз s в токах $\bar{c}s$ и $\bar{u}s$), в таких переходах должны возникать наблюдаемые CP -нечетные эффекты.

Поэтому первоначальные оценки³²⁻³⁴ ЭДМ основывались на вычислении некоторой (неполной) совокупности диаграмм типа изображенных на рис. 1 и приводили к ЭДМ кварка порядка

$$D_{u,d} \sim m_{u,d} \frac{eG_F^2 m_q^4}{(2\pi)^4 M_W^2}. \quad (6)$$

Поскольку ЭДМ бариона является статической характеристикой, а опыт вычисления другой статической характеристики — магнитного момента — учит, что модель сложения полного статического момента из моментов отдельных кварков приводит к хорошему согласию с опытом³⁵,

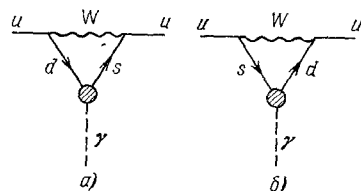


Рис. 1.

представляется естественным ЭДМ бариона также складывать из ЭДМ отдельных конституентных кварков. Тогда для ЭДМ нейтрона естественно ожидать оценки того же порядка, что и для ЭДМ конституентного кварка.

Однако, как показали дальнейшие исследования³⁶, воспользоваться результатом (6) нельзя. Дело в том, что, хотя отдельные диаграммы дают вклады в ЭДМ кварка порядка (6), суммирование всех двухпетлевых диаграмм приводит к результату $D = 0$. В этом легко убедиться, если учесть, что вклад в ЭДМ, например, u -кварка определяется разностью диаграмм рис. 1, a и b , а для ds γ -вершины воспользоваться выражением, полученным в работе³⁷:

$$\Gamma_{\mu}^{\bar{d}s\gamma} = -\frac{2cQ_u}{M_W^4} \left(\hat{p} - \frac{\hat{k}}{2} - m_d \right) \gamma_{\mu} (1 - \gamma_5) \left(\hat{p} + \frac{\hat{k}}{2} - m_s \right) + \frac{c(Q_u - 3Q_d)}{2M_W^4} i\epsilon_{\mu\sigma\tau\eta} k_{\sigma} p_{\tau} \gamma_{\eta} (1 + \gamma_5) + O(k^2), \quad (7)$$

где Q_u и Q_d — заряды u - и d -кварков, $c = ic_2 s_1 s_2 s_3 (4\pi)^{-2} (m_c^2 - m_t^2)$. Формула для $\Gamma_{\mu}^{\bar{d}s\gamma}$ получается из предыдущей перестановкой m_d и m_s местами.

При подстановке $\Gamma_{\mu}^{\bar{d}s\gamma}$ и $\bar{\Gamma}_{\mu}^{\bar{s}d\gamma}$ в амплитуды, отвечающие диаграммам рис. 1, a и b , их разность с точностью до членов первого порядка по k оказывается равной нулю, так что в двухпетлевом приближении

$$f_D(0)|_{g^4} = 0. \quad (8)$$

Поэтому дальнейшие исследования вопроса об ЭДМ бариона проводились по двум направлениям: во-первых, изучалось влияние радиационных поправок на величину ЭДМ кварка, а во-вторых, оценивался возможный вклад в ЭДМ бариона обменных межкварковых сил.

б) ЭДМ кварка с учетом глюонных петель

При вычислении вклада в $f_D(k^2)$ диаграмм рис. 1 можно было заметить, что результат (8) существенно основывался на том, что d - и s -кварки

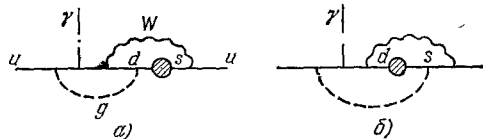


Рис. 2.

распространялись в одинаковых условиях, т. е. их взаимодействия с другими полями были симметричны. Поэтому ненулевое значение f_D могло бы получиться, например, в ситуации, когда условия распространения d - и s -кварков различны. Диаграммы рис. 2 представляют такую ситуацию. Штриховой линией изображен глюон.

Если для оценки возникающего ЭДМ воспользоваться, например, только диаграммой рис. 2, a , легко можно прийти к ошибочному выводу о необычайно важной роли глюонных поправок. Именно, амплитуда, отвечающая диаграмме рис. 2, a , содержит слагаемые порядка

$$m_u \frac{\alpha_s}{\pi} \frac{eG_F^2}{(2\pi)^4} m_q^2, \quad (9)$$

которые оказываются в M_W^2/m_q^2 раз больше, чем вклады (6) в ЭДМ кварка отдельных двухпетлевых диаграмм. Но вклады отдельных двухпетлевых диаграмм в сумме взаимно уничтожаются. Как обстоит дело с трехпетлевыми диаграммами? В литературе можно встретить утверждение, что как раз формула (9) и определяет величину ЭДМ кварка^{38a} в классе трехпет-

левых диаграмм, а в классе четырехпетлевых диаграмм ³⁸

$$D_u \sim m_u \left(\frac{\alpha_s}{\pi} \right)^2 \frac{eG_F^2}{(2\pi)^4} m_d^2. \quad (10)$$

Детальное исследование вопроса показало, однако, что в классе трехпетлевых диаграмм происходит взаимное уничтожение больших слагаемых (9) при суммировании определенных видов диаграмм ³⁹. Так, уже сумма амплитуд, отвечающих диаграммам рис. 2, а и б, не содержит членов порядка (9).

Всего в трехпетлевом приближении приходится рассматривать даже в упрощенном случае 54 диаграммы. Каждой из них отвечает амплитуда, содержащая несколько слагаемых с различной γ -матричной структурой. Поэтому исследование вопроса о точной величине D в трехпетлевом приближении затруднительно, но удастся показать, что в целом сумма всех диаграмм не содержит вкладов в D , больших чем

$$m_u \left(\frac{\alpha_s}{\pi} \right) \frac{eG_F^2}{(2\pi)^4} \frac{m_u^4}{M_W^2}$$

Результат (10), полученный в работах ³⁸ для отдельной четырехпетлевой диаграммы, также должен быть проверен на устойчивость при суммировании однотипных диаграмм.

Обратимся вновь к результату, полученному в трехпетлевом приближении ³⁹. В результате суммирования по всем промежуточным состояниям оценка ЭДМ, например, u -кварка определяется формулой

$$|D_u| \sim 2^{-4} \sin \delta c_1 c_2 c_3 s_1^2 s_2 s_3 eG_F^2 \alpha_s \pi^{-5} m_0^{-4} M_W^{-2} (m_c^2 - m_t^2) (m_d^2 - m_s^2) \times \\ \times (m_b^2 - m_d^2) (m_b^2 - m_s^2) m_u^{(k)}, \quad (11)$$

где m_0^2 — линейная комбинация m_d^2 , m_s^2 и m_b^2 , а $m^{(k)}$ — масса конstituентного кварка; массы без индексов (k) соответствуют токовым массам.

Появление в формуле (11) сомножителей, содержащих всевозможные разности масс кварков одного заряда, отражает общее свойство механизма нарушения CP -инвариантности в теории Кобаяши — Маскавы — необходимо не только смешивание всех состояний одного заряда, но и физическое различие состояний, которое в случае смешивания обеспечивается различием масс.

Одновременное присутствие в формуле (11) конституентной и токовых масс m_d , m_s , m_c , m_t связано со следующими причинами. В петлевых диаграммах, включающих пропагаторы W -бозонов, характерные импульсы оказываются порядка M_W , а при таких значениях импульсов кварки имеют токовые массы. Поэтому разности $m_{qi}^2 - m_{qj}^2$, возникающие при вычислении петель с W -бозонной линией, содержат разности квадратов токовых масс. Но конечное выражение для матричного элемента взаимодействия с электромагнитным полем A_μ имеет вид

$$M \sim \bar{u}(p) \hat{p} \sigma_{\mu\nu} k_\nu \gamma_5 u(p') A_\mu,$$

так что, вычисляя ЭДМ для конституентного кварка следует считать

$$\bar{u}(p) \hat{p} = m^{(k)} \bar{u}(p).$$

При $\alpha_s(m_{\text{had}}^2) \sim 1$, $m_0^2 \sim m_b^2$, $m_s = 150$ МэВ, $m_c = 1200$ МэВ, $m_d = 10$ МэВ, $m_u^{(k)} = 300$ МэВ и

$$\begin{cases} \sin \delta \cdot c_1 c_2 c_3 s_1^2 s_2 s_3 \approx 5 \cdot 10^{-5} \quad {}^{32,40}, \\ m_t = 15 \text{ ГэВ} \end{cases}$$

или

$$\begin{cases} \sin \delta \cdot c_1 c_2 c_3 s_1^2 s_2 s_3 \approx 2 \cdot 10^{-5} \quad ^{41}, \\ m_t = 30 \text{ ГэВ}, \end{cases}$$

получается

$$|D_u| < 10^{-34} \text{ е.см.} \quad (12)$$

Эта оценка сохраняется и при значениях s_i и m_t , определенных в работе ⁴².

Столь малая величина ЭДМ кварка, а следовательно, ЭДМ барионов заставляет обратиться к поиску других возможных механизмов возникновения ЭДМ бариона, также связанных с фазой Кобаяши — Маскавы.

в) Э Д М б а р и о н о в с у ч е т о м о б м е н н ы х с и л

Возможность возникновения ЭДМ бариона за счет межкварковых обменных сил впервые была отмечена в работе ³⁶. Последующее детальное исследование выявило два типа обменных сил.

1) О б м е н н ы е с и л ы I т и п а. Механизм их действия изображен на диаграммах рис. 3, где жирная точка отвечает амплитуде, описываемой

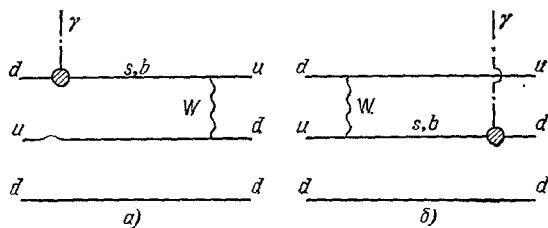


Рис. 3.

мой однопетлевыми диаграммами рис. 4.

Первые расчеты привели к двум различным оценкам ЭДМ нейтрона:

$$\begin{aligned} D_n &\sim 10^{-30} \text{ е.см} \quad ^{43}, \\ D_n &\sim 10^{-32} \text{ е.см} \quad ^{44}. \end{aligned}$$

Поэтому вопрос о роли обменных сил был заново рассмотрен в работе ⁴⁵. В тех-

ническом отношении схема расчета в работе ⁴⁵ была близка к схеме расчета в работе ⁴⁴, где использовалась картина, в которой (ud)-дикварк

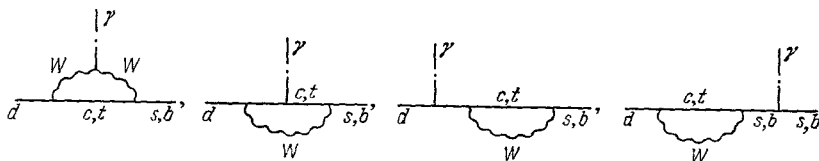


Рис. 4.

со спином 1 взаимодействует с электрическим полем, а оставшийся d-кварк является наблюдателем.

Матричный элемент взаимодействия дикварка (ud) в его системе покоя с электрическим полем E имеет вид ⁴⁵

$$M \approx \frac{7eG_F^2 f_{K-M} m_d^4}{3 \cdot 2^2 \pi^4 M_W^2 \epsilon} \frac{(m_t^2 - m_c^2)(m_s^2 - m_b^2)}{(m^2 - m_s^2)(m^2 - m_b^2)} p^2 E \left[S - \frac{p(pS)}{p^2} \right], \quad (13)$$

где S — спин дикварка, m — средняя масса u- и d-кварков, p и ϵ — импульс и энергия одного из дикварков в системе покоя дикварка, m_0^4 — динамический фактор, а f_{K-M} определяется формулой

$$f_{K-M} = \sin \delta \cdot c_1 c_2 c_3 s_1^2 s_2 s_3. \quad (14)$$

Усреднение по углам в формуле (13) и использование для составных нуклонов SU (6)-нерелятивистских функций приводит к следующему

значению ЭДМ:

$$|D_n| \approx |D_p| \approx \frac{e}{2} \left(\frac{m_t}{M_W} \right)^2 f_{K-M} \cdot 10^{-28} \text{ см.} \quad (15)$$

При $m_t/m_n = 16$ и $f_{K-M} = 5 \cdot 10^{-5}$ (16)

$$|D_n| \approx 10^{-34} \text{ е.см.} \quad (17)$$

Это значение на четыре порядка меньше, чем в работе ⁴³ и на два порядка меньше, чем в работе ⁴⁴. Проще всего установить причину расхождения оценки (17) с результатом работы ⁴⁴. Как показывает анализ ⁴⁵, причина заключается в завышении в работе ⁴⁴ на порядок общего коэффициента для матричного элемента взаимодействия фотона с дикварком,

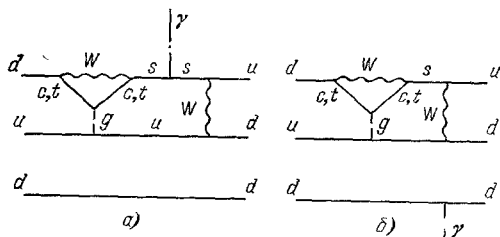


Рис. 5.

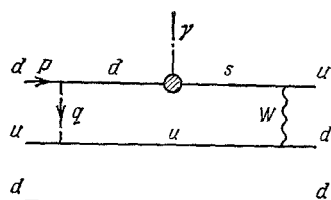


Рис. 6.

а также в выборе в качестве m -токовой массы легкого кварка, что не согласуется с предположением о нерелятивизме кварков. Труднее сравнивать результат (17) с вычислениями работы ⁴³, в которой использовалась другая техника. Одна из причин расхождения наверняка, однако, связана с использованием в работе ⁴³ некорректной формулы для амплитуды ds γ - и us γ -переходов *).

Оценка (17) подтверждается результатом недавней работы Дешпанде и др. ⁸⁵, в которой для вычисления вклада обменных сил использовалась иная по сравнению с работами ⁴³⁻⁴⁵ техника расчета. Результат Дешпанде и др. представляется в виде

$$|D_n| \approx 2F(m_t) \cdot 10^{-33} \text{ е.см.}, \quad (18)$$

где функция F , аргументом которой является масса t -кварка, принимает при значениях $m_t = 20; 40; 80,5; \infty$ (ГэВ) соответственно значения $F = 0,029; 0,087; 0,25; 2/3$. При $m_t = 20$ ГэВ формула (18) дает величину ЭДМ примерно в 2,5 раза меньшую, чем формула (17).

Оценка ЭДМ нейтрона, совпадающая с результатом (17), была также получена в работе ⁸⁷.

Таким образом, обменные силы I типа приводят к значению ЭДМ нейтрона порядка 10^{-34} е.см.

2) Обменные силы II типа. Механизм их действия описывается диаграммами типа изображенных на рис. 5, где штриховая линия соответствует глюону. Этот механизм возникновения ЭДМ исследовался в двух работах ^{82,88}, приведших к разным результатам:

$$D_n \sim 2 \cdot 10^{-32} \text{ е.см.}^{82},$$

$$D_n \sim 10^{-30} \text{ е.см.}^{88}.$$

Чтобы понять причину усиления эффекта, рассмотрим относительную величину амплитуд, отвечающих диаграммам рис. 5, а и рис. 6. С точно-

*) См. в связи с этим замечанием работу ⁸⁷.

стью до множителя порядка единицы отношение вклада диаграммы рис. 5, а к вкладу диаграммы рис. 6 в ЭДМ определяется формулой

$$R = \frac{4}{15} \frac{M_W^2}{m_t^2 - m_c^2} \left(\ln \frac{m_t^2}{m_c^2} \right) \frac{q^2 (q^2 - 2pq)}{(q^2 - 2pq + m_d^2) (q^2 - 2pq + m_s^2 - m_c^2)},$$

где p — 4-импульс кварка в нуклоне, q — 4-импульс, текущий вдоль глюонной линии, m_d и m_s — массы d- и s-кварков. Полагая $|\vec{q}^2| \sim m_p^2$ и $m_t = 30$ ГэВ, получаем

$$R \approx 12.$$

Поскольку диаграмма рис. 6 входит в класс диаграмм, определявших механизм действия обменных сил I типа, а эти силы при $m_t = 30$ ГэВ приводили к $D_n \approx 3,5 \cdot 10^{-34}$ е·см, мы можем заключить, что действие обменных сил II типа приводит к увеличению значения D_n до величины

$$D_n \sim 4 \cdot 10^{-33} \text{ е·см.}$$

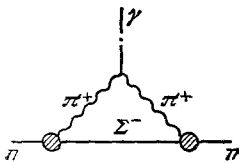


Рис. 7.

Это значение в 5 раз меньше, чем полученное Житницким и Хрипловичем⁸² на основании вычисления в главном приближении по $\ln(m_\pi/M_N)$ диаграммы рис. 7, отвечающей учету одного промежуточного состояния $\pi\Sigma$. Не исключено, что учет нелогарифмических членов и других промежуточных состояний может уменьшить значение D_n , полученное в работе⁸². С другой стороны, нельзя исключить, что оценка D_n по формуле (15) является в несколько раз заниженной.

Результат Гавелы и др.⁸⁸ с точки зрения анализа в терминах определенного выше фактора R представляется завышенным.

Резюмируя ситуацию в схеме CP -нарушения Kobayashi — Maskawa, можно сделать вывод, что ожидаемое значение ЭДМ нейтрона в этой схеме, по всей видимости, не может существенно превышать значение

$$D_n \sim 10^{-32} \text{ е·см.}$$

3. ЭДМ НЕЙТРОНА В МОДЕЛЯХ СПОНТАННОГО НАРУШЕНИЯ CP -ИНВАРИАНТНОСТИ. МОДЕЛЬ ВАЙНБЕРГА

Первым обратил внимание на возможность введения CP -неинвариантности как эффекта, возникающего в результате спонтанного нарушения симметрии, Т. Д. Ли^{19, 20}. При этом исходный лагранжиан и уравнения движения для калибровочных полей, фермионов, скалярных полей и их взаимодействий обладают CP -инвариантностью и нарушение ее является следствием выбора некоторого частного решения. Детальный разбор¹⁰ механизма спонтанного нарушения CP -инвариантности был проведен Ли на примере $O(3)$ -симметричной теории Джорджи — Глэшоу⁴⁶. Эта модель, однако, оказалась нереалистической, так как в ней отсутствует наблюдаемое на опыте слабое взаимодействие нейтральных токов. В случае $SU(2)_L \otimes U(1)$ -модели возникает проблема переходов $\Delta Q = 0$ и $\Delta S = 1$ за счет взаимодействия с хиггсовскими частицами, решение которой требует, чтобы соответствующие хиггсовы мезоны имели массу $\geq 10^3$ ГэВ^{21, 23}. Поскольку в области таких масс взаимодействие скалярных частиц становится сильным, с вычислительной точки зрения схемы с тяжелыми бозонами выглядят не столь привлекательными, как схемы с относительно легкими бозонами. Примером схем последнего типа является модель CP -нару-

шения Вайнберга ²⁴, к детальному рассмотрению которой мы и перейдем. В ней отсутствует взаимодействие нейтральных токов с изменением сорта кварков, но для ее реализации необходимо по крайней мере три дублета комплексных хиггсовых полей.

Пусть в теории есть только два дублета:

$$\tilde{\phi}_1 = \begin{pmatrix} \tilde{\phi}_1^0 \\ \tilde{\phi}_1^- \end{pmatrix} \quad \text{и} \quad \tilde{\phi}_2 = \begin{pmatrix} \tilde{\phi}_2^0 \\ \tilde{\phi}_2^- \end{pmatrix},$$

причем

$$\langle \tilde{\phi}_1 \rangle_0 = \begin{pmatrix} \eta \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \text{а} \quad \langle \tilde{\phi}_2 \rangle_0 = e^{i\varepsilon} \begin{pmatrix} \xi \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (19)$$

Чтобы идентифицировать голдстоуновские бозоны, которые должны уходить в продольные степени свободы векторных W^\pm - и Z^0 -бозонов, приобретающих массу вследствие спонтанного нарушения симметрии, определим новые поля, полученные вращением в системе исходных полей ²³:

$$\begin{aligned} \phi_1 &= \tilde{\phi}_1 \cos \alpha + \tilde{\phi}_2 e^{-i\varepsilon} \sin \alpha, \\ \phi_2 &= -\tilde{\phi}_1 \sin \alpha + \tilde{\phi}_2 e^{-i\varepsilon} \cos \alpha, \end{aligned} \quad (20)$$

где

$$\sin \alpha = \frac{\xi}{\sqrt{\eta^2 + \xi^2}}.$$

Тогда только ϕ_1 имеет отличное от нуля вакуумное среднее

$$\langle \phi_1 \rangle_0 = \begin{pmatrix} \sqrt{\eta^2 + \xi^2} \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \langle \phi_2 \rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (21)$$

и, следовательно, только ϕ_1 является «истинным» хиггсовым полем, заряженные компоненты которого уходят в продольные компоненты массивных W^\pm -бозонов. $\text{Im } \phi_1^0$ уходит в продольную компоненту массивного Z -бозона. Остаток

$$\text{Re } \phi_1^0, \quad \text{Re } \phi_2^0, \quad \text{Im } \phi_2^0, \quad \phi_2^-.$$

В модели Вайнберга ²⁴ CP -нарушение возникает как результат перехода одних хиггсовых полей в другие и, поскольку из требования CP -инвариантности исходного лагранжиана константы юкавской связи хиггсовых полей с кварками должны быть действительными, все нарушение определяется мнимой частью амплитуды перехода между компонентами разных дублетов. Заряженной компоненте ϕ_2^- в двухдублетном случае переходить не во что, а чтобы убедиться, что

$$\text{Im } \langle \phi_1^0 \phi_2^0 \rangle = 0,$$

достаточно наложить требование, согласно которому потенциальная часть $V(\tilde{\phi}_1, \tilde{\phi}_2)$, переписанная в терминах повернутых полей ϕ_1 и ϕ_2 , не должна содержать линейных по этим полям членов.

При наличии трех дублетов хиггсовых полей физических степеней свободы оказывается уже достаточно для реализации механизма нарушения CP . Так, если есть еще

$$\phi_3 = \begin{pmatrix} \phi_3^0 \\ \phi_3^- \end{pmatrix},$$

то возможны недиагональные переходы $\langle \phi_2^- / \phi_3^- \rangle$ и $\langle \phi_2^0 / \phi_3^0 \rangle$, причем с отличной от нуля мнимой частью.

Вайнберг рассматривал вклад в ЭДМ кварков лишь переходов между заряженными хиггсовыми бозонами, но, вообще говоря, можно учесть

и вклад переходов между нейтральными бозонами ²⁵. Чтобы однозначно вычислить ЭДМ кварков, из которых строится ЭДМ бариона, необходимо предположить, что механизм спонтанного нарушения CP -инвариантности является единственным. Тогда все нарушение CP -инвариантности определяется

$$\text{Im} \langle \phi_2^- / \phi_3^- \rangle \quad \text{и} \quad \text{Im} \langle \phi_2^0 / \phi_3^0 \rangle$$

и, находя эти амплитуды из характеристик CP -нарушения в K_L -распадах, можно затем вычислить ЭДМ кварков.

Выпишем часть лагранжиана, отвечающего взаимодействию заряженных бозонов ϕ_2^- и ϕ_3^- с кварками ²⁷:

$$\begin{aligned} L = & -\frac{\phi_2^-}{\lambda_2^*} \{m_d \bar{d}_R [c_1 u_L + s_1 c_2 c_L + s_1 s_2 t_L] + \\ & + m_s \bar{S}_R [-s_1 c_3 u_L + (c_1 c_2 c_3 - s_2 s_3) c_L + (c_1 s_2 c_3 + c_2 s_3) t_L] + \\ & + m_b \bar{b}_R [-s_1 s_3 u_L + (c_1 c_2 s_3 + s_2 c_3) c_L + (c_1 s_2 s_3 - c_2 c_3) t_L]\} + \\ & + \frac{\phi_3^+}{\lambda_3} \{m_u \bar{u}_R [c_1 d_L - s_1 c_3 s_L - s_1 s_3 b_L] + \\ & + m_c \bar{c}_R [s_1 c_2 d_L + (c_1 c_2 c_3 - s_2 s_3) s_L + (c_1 c_2 s_3 + s_2 c_3) b_L] + \\ & + m_t \bar{t}_R [s_1 s_2 d_L + (c_1 s_2 c_3 + c_2 s_3) s_L + (c_1 s_2 s_3 - c_2 c_3) b_L]\} + \text{э.с.}, \quad (22) \end{aligned}$$

где $\lambda_2 = \langle \phi_2^0 \rangle$ и $\lambda_3 = \langle \phi_3^0 \rangle$, а $c_i = \cos \theta_i$, $s_i = \sin \theta_i$ параметры смешивания в шестикварковой системе. Нарушение CP характеризуется величиной *)

$$\text{Im} A(0) \equiv \text{Im} \frac{\langle 0 | T(\phi_2^- \phi_3^-) | 0 \rangle_{q=0}}{\lambda_2^* \lambda_3}, \quad (23)$$

связанной с параметром K_L -распадов ε соотношением ^{26, 27}

$$\varepsilon \approx -0,037 \frac{\text{Im} A(0) m_K^2}{G_F} e^{i\varphi}, \quad \varphi = \text{tg}^{-1} \left(\frac{2\Delta m_K}{\Gamma_S} \right) \quad (24)$$

или

$$\text{Im} A(0) = \frac{G_F}{m_0^2}, \quad m_0 \approx 2 \text{ ГэВ}. \quad (25)$$

Из этого выражения следует, что массы заряженных хиггсовых мезонов не должны быть большими ²⁷.

$$m_2 \approx 2-3 \text{ ГэВ}, \quad \sqrt{m_2 m_3} < 30 \text{ ГэВ}.$$

Диаграммы, отвечающие взаимодействию дипольного момента с электрическим полем, изображены на рис. 8. Формулы для ЭДМ кварков имеют вид

$$D_d = -\frac{em_d}{24\pi^2} \text{Im} A(0) [m_u^2 c_1^2 L(m_u) + m_c^2 s_1^2 c_2^2 L(m_c) + m_t^2 s_1^2 s_2^2 L(m_t)], \quad (26)$$

$$D_u = -\frac{em_u}{48\pi^2} \text{Im} A(0) [m_d^2 c_1^2 L(m_d) + m_s^2 s_1^2 c_3^2 L(m_s) + m_b^2 s_1^2 s_3^2 L(m_b)], \quad (27)$$

$$\begin{aligned} D_s = & \frac{em_s}{24\pi^2} \text{Im} A(0) [m_u^2 s_1^2 c_3^2 L(m_u) + m_c^2 (c_1 c_2 c_3 - s_2 s_3)^2 L(m_c) + \\ & + m_t^2 (c_1 s_2 c_3 + c_2 s_3)^2 L(m_t)], \quad (28) \end{aligned}$$

где **)

$$L(m_q) \approx \frac{m_s^2 m_q^2}{m_s^2 - m_q^2} \left\{ \frac{1}{(m_s^2 - m_q^2)^3} m_q^4 \left(\ln \frac{m_s^2}{m_q^2} - \frac{3}{4} \right) - (m_2 \rightarrow m_3) \right\}.$$

*) Смешивание нейтральных хиггсовых мезонов приводит поправкам $\sim m_{u,d}^2 \text{ctg}^2 \theta_C / m_{c,s}^2$.

**) В связи с вычислением $L(m_q)$ см. также работу ²⁸

ЭДМ нейтрона в модели валентных кварков определяется формулой $D_n = \frac{4}{3} D_d - \frac{1}{3} D_u$, и, поскольку с учетом существующих ограничений на s_i и c_i ^{32,40,41} $D_u \ll D_d$, ЭДМ нейтрона имеет величину

$$D_n \approx \frac{e \operatorname{Im} A(0)}{18\pi^2} m_d m_c^2 L(m_c) s_1^2 = 2,6 \cdot 10^{-25} L(m_c) e \cdot \text{см}. \quad (29)$$

Для m_2 и m_3 , лежащих в интервале $2,5 \leq m_2 \leq 5$ ГэВ, $5 \leq m_3 \leq 20$ ГэВ

$$D_n \approx (1 - 3) \cdot 10^{-25} e \cdot \text{см}. \quad (30)$$

Эта величина близка к экспериментальному значению верхней границы и есть основания думать, что учет примеси $s\bar{s}$ -пар к нуклону может привести к еще большему значению D_n . Согласно формулам (26) — (28) ЭДМ s -кварка примерно в 400 раз больше ЭДМ d -кварка и даже малая примесь пар $s\bar{s}$ должна изменить величину D_n . По оценкам Житницкого и Хрипловича ²⁸ основной вклад в D_n дают промежуточные состояния со странными частицами $\Sigma^- K^+$ и *)

$$D_n \approx -9 \cdot 10^{-25} e \cdot \text{см}. \quad (31)$$

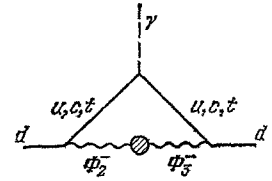


Рис. 8.

Это значение уже несколько превосходит экспериментальное значение

$$D_n^{\text{эксп}} < 6 \cdot 10^{-25} e \cdot \text{см}^{11},$$

и вскоре удастся установить, действительно ли ЭДМ нейтрона индуцируется только спонтанным нарушением CP -инвариантности.

ЭДМ нейтрона не единственная величина в модели CP -нарушения Вайнберга, для которой намечается противоречие теоретического предсказания с экспериментальным ограничением. Второй характеристикой, также с трудом укладывающейся в рамки экспериментальных границ, является отношение параметров CP -нарушения в распадах $K_L \rightarrow 2\pi \epsilon'$ и ϵ . На опыте это отношение равно ⁸⁶

$$|\epsilon'/\epsilon| = 0,007 \pm 0,013.$$

Согласно оценке Ансельма и Дьяконова ²⁶ в модели Вайнберга

$$|\epsilon'/\epsilon| \approx 0,02.$$

Такое отношение еще можно считать согласующимся с экспериментальным значением в пределах ошибок измерений. Но в последнее время появились утверждения, что модель Вайнберга предсказывает значительно большее отношение ϵ'/ϵ . Согласно Дешпанде ⁴⁷

$$\epsilon'/\epsilon \approx -0,045,$$

а расчет Санды ⁴⁸ дает

$$0,048 < |\epsilon'/\epsilon| < 0,050.$$

Вычисления Дешпанде и Санды, однако, не свободны от теоретических неопределенностей.

В связи с проблемой намечающегося превышения теоретических предсказаний для D_n и ϵ'/ϵ над экспериментальными границами уместно вспомнить, что в шестикварковой $SU(2)_L \otimes U(1)$ -симметричной схеме работает и другой механизм CP -нарушения — механизм Кобаяши — Маскавы. Вполне возможно, что именно он определяет картину CP -нару-

*) Здесь приводится значение D_n из работы ⁸², полученное при пересмотре вычислений работы ²⁸.

нения в K_L -распадах и тогда вместо равенства (25) следует неравенство

$$\operatorname{Im} A(0) \ll \frac{G_F}{m_b^2}, \text{ где } m_b \approx 2 \text{ ГэВ,}$$

а для отношения ϵ'/ϵ получается значение $\sim 10^{-3,32,80,81}$.

Одновременное действие механизма фаз и механизма спонтанного нарушения CP -инвариантности в этом случае может индуцировать любые значения ЭДМ, меньшие 10^{-25} е·см , а обнаружение ЭДМ в области $10^{-32} \ll D_n < 10^{-25} \text{ е·см}$

может рассматриваться как свидетельство совместной работы обоих механизмов^{45,49}. Впрочем, некоторые интервалы значений из этой области могут быть объяснены и в других моделях.

4. ОЦЕНКИ ЭДМ НЕЙТРОНА В ДРУГИХ КАЛИБРОВОЧНЫХ МОДЕЛЯХ

Самая первая модель нарушения CP -инвариантности в калибровочной теории, основанная на механизме прямого нарушения CP вследствие комплексности констант связи, была предложена Мохapatрой¹³. В то время считалось, что существуют всего 4 кварка. Поэтому, чтобы в теории возникла фаза, имеющая физический смысл, Мохапатра наряду с левоспиральными дублетами кварков ввел один правоспиральный дублет кварков:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \cos \theta + s \sin \theta \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} c \\ -d \sin \theta + s \cos \theta \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} c \\ d \cos \phi + s \sin \phi \end{pmatrix}_R.$$

При таком выборе возникает взаимодействие Z -бозона с ($\Delta Q = 0$, $\Delta S = 1$)-током, и чтобы подавить такое взаимодействие, необходимо взять $\phi \sim 10^{-4}$. Хиггсов сектор включает дублет комплексных и триплет действительных полей. Первоначальная оценка ЭДМ кварка $D_{u,d} \sim 10^{-23} \text{ е·см}$, полученная Мохапатрой, подверглась пересмотру в работе Пайса и Примака¹⁴, получившими $D_u \sim 10^{-28} \text{ е·см}$. Затем Вольфенштейн⁷⁰ привел соображения, согласно которым в этой модели ЭДМ нейтрона должен иметь величину порядка $10^{-24} - 10^{-25} \text{ е·см}$.

Возможность нарушения CP -инвариантности во взаимодействиях калибровочных полей обсуждалась также в работах Пайса^{71,72}, исследовавшего $O(4)$ -симметричную схему калибровочной теории. Эта схема, однако, сталкивается с трудностями в описании опытных данных, так как предсказывает сильное подавление $(\bar{\nu}_\mu \nu_\mu)$ (ee) -взаимодействия, что не подтверждается экспериментом.

Механизм CP -нарушения за счет комплексных констант взаимодействия с калибровочными полями вводился также в работах, посвященных исследованию $SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)$ -симметричных моделей электро-слабого взаимодействия. До спонтанного нарушения симметрии в этих моделях имеет место лево-правая симметрия. В результате спонтанного нарушения симметрии векторные поля, связанные с правоспиральными токами, приобретают гораздо большую массу, чем векторные поля, взаимодействующие с левоспиральными токами. Этим объясняется отсутствие $(V+A)$ -слабых взаимодействий на опыте. Хиггсов сектор включает не менее двух дублетов комплексных скалярных полей.

Исследуя четырехкварковую $SU_L(2) \otimes SU(2)_R \otimes U(1)$ -симметричную модель с CP -нарушением, Френкель и Эбель¹⁶ получили для ЭДМ конститuentного кварка оценку

$$D_d \sim \sin \alpha_{L,R} \cdot 10^{-26} \text{ е·см,}$$

где $\alpha_{L,R}$ — разность фаз между константами взаимодействия лево- и правоспиральных токов. Вообще говоря, в $SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)$ -симмет-

ричной теории CP -нарушение может происходить и в секторе хиггсовых взаимодействий. В работе ¹⁶ специальным требованием $m_{\text{Хиггс}} \gg m_W$ вклад хиггсовых бозонов был подавлен по отношению к вкладу векторных бозонов. Но в других схемах, например в схеме Мохapatры — Пати — Вольфенштейна ¹⁷, наоборот, наибольший вклад в CP -нарушение вносят взаимодействия хиггсовых бозонов. Они дают вклад в ЭДМ нейтрона порядка 10^{-29} е·см, в то время как вклад от векторных бозонов оказывается порядка 10^{-35} е·см. Схема Мохapatры — Пати — Вольфенштейна относится к числу схем, дающих картину суперслабого взаимодействия. К ним же принадлежит схема Сикиви ²¹, допускающая взаимодействие нейтральных токов с изменением сорта кварка. При обычных энергиях это взаимодействие очень слабое, так как массы соответствующих промежуточных бозонов предполагаются очень большими. Считая, что мнимая часть массовой матрицы перехода $K^0 - \bar{K}^0$ возникает из-за взаимодействия

$$gB^0 \bar{n} (c_1 + c_2 \gamma_5) \lambda + \text{э. с.},$$

где c_1 и c_2 — комплексные константы, а B^0 — промежуточный бозон, можно получить ограничение на эффективную константу четырехфермионного взаимодействия с $\Delta S = 2$, а затем использовать полученную оценку для определения величины ЭДМ нейтрона. Согласно Сикиви ²¹, $D_n \sim 10^{-30}$ е·см.

Похожая модель, но с микрослабым нарушением CP -инвариантности была предложена Лаханосом и Вайонакисом ²³, которые для ЭДМ нейтрона получили оценку $D_n \sim 10^{-26}$ е·см.

Следует заметить, что в большинстве перечисленных в данной главе работ, оценка ЭДМ нейтрона дается просто из соображений размерности с учетом величины CP -нарушающих фаз и констант. Более детальное рассмотрение для $SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)$ -симметричной модели Мохapatры и Пати ¹⁵ было проделано в работе Беалла и Сони ⁷⁵, которые получили оценку

$$D_n \sim 10^{-22} |\eta_+ - \eta_0| \text{ е·см} \sim 10^{-25} \text{ е·см}.$$

Предсказания различных схем нарушения CP -инвариантности в калибровочной теории электрослабого взаимодействия собраны в таблице.

Ссылки на работы более раннего времени, в которых также оценивался ЭДМ нейтрона до построения калибровочно-инвариантных перенормируемых моделей теории, читатель сможет найти в статье Дресса и др. ¹².

Из таблицы видно, что обнаружение ЭДМ нейтрона в области значений $10^{-25} - 10^{-30}$ е·см может и не дать однозначного ответа на вопрос, какая группа симметрии и какой механизм нарушения CP -инвариантности реализуется в природе. Однако отсутствие ЭДМ нейтрона вплоть до значений 10^{-32} е·см будет служить указанием на то, что нарушение CP -инвариантности связано с механизмом фаз Кобаяши — Маскавы.

5. ЭДМ НЕЙТРОНА В КВАНТОВОЙ ХРОМОДИНАМИКЕ

Еще один источник нарушения CP -инвариантности содержится в квантовой хромодинамике, используемой для описания сильных взаимодействий. В этой теории сильные взаимодействия возникают как результат взаимодействия цветных кварков и цветных глюонов, причем глюоны образуют систему янг-миллсовских полей. Исследование основных состояний такой системы привело к выводу, что существует бесконечный набор вакуумов ⁵², отличающихся разными топологическими зарядами, которые приобретают физический смысл благодаря наличию так называемых ин-

Таблица

ЭДМ нейтрона в различных моделях калибровочной теории
электрослабых взаимодействий

Группа симметрии	Сектор теории, в котором нарушается CP	Значение D_n/e , см	Литература
$SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)$	Калибровочное взаимодействие $SU(2)_R$ без GIM -механизма	$\left(\frac{m_q^{\text{конст}}}{M_N}\right) \cdot \begin{cases} 10^{-23} \\ 10^{-28} \\ 10^{-24} \end{cases}$	13 14 70
$O(4)$ Нет $\nu_\mu e \rightarrow \nu_\mu e$	Калибровочное взаимодействие		71, 72
$SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)$	Калибровочное взаимодействие + хиггсовы взаимодействия	10^{-24} 10^{-25}	15 75
$SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)$	Калибровочное взаимодействие	$\sin \Delta\alpha_{L,R} \cdot 10^{-26}$	16
$SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)$	Калибровочное взаимодействие Хиггсовы взаимодействия	10^{-35} 10^{-29}	17
$SU(2)_L \otimes U(1)$	Хиггсовы взаимодействия без GIM механизма	10^{-26}	23
$SU(2)_L \otimes U(1)$	Хиггсовы взаимодействия без GIM механизма	10^{-30}	21
$O(3)$ отсутствует взаимодействие нейтральных токов	Хиггсовы взаимодействия	10^{-23}	20
$SU(2)_L \otimes U(1)$	Хиггсовы взаимодействия с GIM механизмом	$\sim 10^{-24}$ $= (1-3) \cdot 10^{-25}$ $\sim 9 \cdot 10^{-25}$	24 26, 27 28, 82
$SU(2)_L \otimes U(1)$ шесть кварков	Калибровочное взаимодействие	10^{-31} $2 \cdot 10^{-32}$ 10^{-30}	37, 45, 85, 87 82 88
$SU(2)_L \otimes U(1)$ шесть кварков	Калибровочное взаимодействие + спонтанное нарушение CP	$10^{-31} < \frac{D_N}{e} < 10^{-25}$	45

стантонных решений ⁵³, отвечающих переходу из вакуума с топологическим зарядом n в вакуум с топологическим зарядом $(n+1)$. Туннелирование между различными вакуумами снимает вырождение, в результате чего возникает бесконечная совокупность ортогональных вакуумных состояний с энергией, зависящей от непрерывного параметра θ , пробегаю-

щего значения от 0 до π , а наличие θ -вакуумов приводит к необходимости включения в лагранжиан КХД дополнительного члена, имеющего вид ⁵⁴

$$L^{\theta} = -\theta \frac{g^2}{32\pi^2} F_{\mu\nu}^a \tilde{F}_{\mu\nu}^a. \quad (32)$$

На формальном языке зависимость от параметра θ возникает следующим образом. Обычная запись лагранжиана глюонных полей в виде

$$L = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F_{\mu\nu}^a \quad (33)$$

неоднозначно фиксирует плотность лагранжиана — можно добавить к этому лагранжиану член, представляющий полную дивергенцию. L^{θ} как раз является полной дивергенцией:

$$F_{\mu\nu}^a \tilde{F}_{\mu\nu}^a = \partial_{\mu} K_{\mu}, \quad (34)$$

$$K_{\mu} = 2\epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma} A_{\nu}^a \left(\partial_{\lambda} A_{\sigma}^a + \frac{g}{3} f^{abc} A_{\lambda}^b A_{\sigma}^c \right).$$

Обычно членами лагранжиана, представляющими полную дивергенцию, пренебрегают, так как в действие они дают вклад, определяемый интегралом по сфере бесконечно большого радиуса

$$\int d^4x \partial_{\mu} K_{\mu}(x) \rightarrow \int d^3S_{\mu} K_{\mu},$$

и при достаточно быстром убывании решений с ростом радиуса такой интеграл обращается в нуль.

В неабелевой теории, однако, существуют решения — инстантоны ⁵³, не обладающие достаточно быстрым убыванием, так что

$$\int_{\theta} d^3S_{\mu} K_{\mu} |_{\text{инст}} \neq 0.$$

Поэтому θ может иметь физический смысл и смысл этот ясен: поскольку $F_{\mu\nu}^a$ и дуальный тензор $\tilde{F}_{\mu\nu}^a$ имеют противоположные P - и T -четности, то наличие L^{θ} должно приводить к нарушению CP -инвариантности в сильных взаимодействиях. Детальный разбор вопроса о необходимости θ -члена в неабелевых теориях читатель сможет найти в обзорах ^{55,56,69}, а здесь лишь рассмотрим возможные следствия из существования θ -члена для ЭДМ барионов. В литературе имеется несколько способов оценки ЭДМ нейтронов, и все они приводят к заключению, что L^{θ} при $\theta \neq 0$ дает катастрофически большое значение ЭДМ нейтрона, совместить которое с экспериментальными значениями можно лишь при $\theta < 10^{-9}$.

Столь малое значение параметра θ , которому в хромодинамике разрешено принимать значения от 0 до π , вызывает прежде всего желание видоизменить теорию так, чтобы в ней θ автоматически равнялось нулю. Исследования показали, что в такой теории либо по крайней мере один из кварков должен иметь нулевую массу ⁵⁷, либо теория должна включать легкие нейтральные псевдоскалярные частицы — аксионы ^{58,59}.

Первая возможность наталкивается на трудности при вычислении методами алгебры токов мезонных масс через массы кварков ⁶⁰, а экспериментальные поиски аксионов пока не привели к успеху ^{61 *}). В экспериментах проверялись предсказания наиболее простых схем, предложенных Вайнбергом ⁵⁸ и Вилчеком ⁵⁹. Существуют способы введения глобальной $U(1)$ -симметрии ⁵⁷, приводящей к ликвидации θ -члена, при которых аксион оказывается практически ненаблюдаемым. Один из способов ⁶² предпо-

*) См., однако, работу ⁷⁶.

лагает, что аксион взаимодействует только с очень тяжелыми гипотетическими кварками и вследствие этого его рождение в столкновениях обычных частиц запрещено. Другой способ ^{63,79} позволяет существенно уменьшить константу взаимодействия аксиона с кварками ценой увеличения хиггсового сектора теории.

В недавних работах ^{73,84} было показано, что в рамках SU (5)-модели объединения электрослабых и сильных взаимодействий введение дополнительной глобальной U (1)-симметрии, устраняющей θ -член, приводит к появлению очень легких аксионов с константой связи порядка f_π/M_X , где $M_X \sim 10^{15}$ ГэВ. Такие аксионы практически стерильны, а механизм их возникновения, как показано в работе ⁸⁴, позволяет решить не только проблему θ -члена, но и объяснить иерархию масс в различных фермионных мультиплетах.

В связи с попытками решить проблему сильного нарушения CP-инвариантности без аксионов следует упомянуть об идее Полякова, согласно которой результат ненулевого вклада θ -члена в CP-нарушение может быть следствием учета только одиночных инстантонов, а при суммировании по многоинстантонным конфигурациям должен исчезать. Исследование янт-миллсовских систем в пространстве $2 + 1$ -измерений показывает, что там имеет место как раз такая ситуация ⁶⁴.

Однако в случае 4-мерного пространства имеются доводы ⁶² в пользу того, что θ -член должен приводить к наблюдаемым эффектам. Неочевидность того, что θ -член приводит к наблюдаемым эффектам, связана с невозможностью вычисления этих эффектов в рамках кварк-глюонной теории возмущений, поскольку произведение $F_{\mu\nu}^a \tilde{F}_{\mu\nu}^a$ содержит глюонные вершины, равные нулю либо в силу сохранения 4-импульса, либо в силу антисимметризации по одинаковым полям. Например, в SU (2)-симметричной теории, включающей триплет векторных полей W^+ , W^- и W^0 , произведение $F_{\mu\nu}^a \tilde{F}_{\mu\nu}^a$ содержит вершины типа

$$\begin{aligned} \epsilon_{\mu\nu\sigma\tau} k_\mu^+ k_\sigma^- W_\nu^+ W_\tau^-, \\ \epsilon_{\mu\nu\sigma\tau} k_\mu^0 k_\sigma^0 W_\nu^0 W_\tau^0, \\ \epsilon_{\mu\nu\sigma\tau} (k^+ + k^- + k^0)_\mu W_\nu^+ W_\sigma^- W_\tau^0, \\ \epsilon_{\mu\nu\sigma\tau} W_\mu^+ W_\sigma^- W_\nu^0 W_\tau^0 \text{ и т.п.,} \end{aligned}$$

где k^+ , k^- и k^0 — 4-импульсы W^+ , W^- и W^0 -бозонов, причем все импульсы считаются входящими.

Как же в таком случае вычислить какой-нибудь CP-нечетный эффект, индуцируемый θ -членом?

В литературе есть несколько предложений:

1) Поскольку физическое нарушение CP-инвариантности должно быть связано с эффектами, возникающими вне теории возмущений, принять в качестве оценки для отношения ЭДМ и магнитного момента — отношение соответствующих вакуумных средних ⁶²

$$\left| \frac{D}{\mu} \right| \sim \left| \frac{\langle 0 | F_{\mu\nu}^a \tilde{F}_{\mu\nu}^a | 0 \rangle}{\langle 0 | F_{\mu\nu}^a F_{\mu\nu}^a | 0 \rangle} \right| \approx 2 \cdot 10^{-2} \theta. \quad (35)$$

Здесь однако отсутствует доказательство, что вакуумное среднее $\langle 0 | F_{\mu\nu}^a \tilde{F}_{\mu\nu}^a | 0 \rangle$ действительно должно приводить к появлению взаимодействия

$$\bar{\psi} \sigma_{\mu\nu} \gamma_5 \psi \partial_\nu A_\mu,$$

равно как отсутствует доказательство, что магнитный момент определяется вакуумным средним $\langle 0 | F_{\mu\nu}^a F_{\mu\nu}^a | 0 \rangle$.

2) Поскольку именно инстантоны придают физический смысл понятию θ -вакуума, и они же являются решениями вне теории возмущений, вычислить электромагнитную вершину кварка в присутствии инстантонов. Затем, как обычно, сконструировать ЭДМ бариона из ЭДМ отдельных кварков. CP -нечетная часть такой вершины оказывается имеющей вид ⁶⁷

$$\hat{V}_\mu (CP = -1) = i \sin \theta \cdot \frac{d}{m} (\hat{p}_2 \gamma_\mu + \gamma_\mu \hat{p}_1) \gamma_5, \quad (36)$$

где d — некоторый интеграл от плотности инстантонов, m — масса конститuentного кварка, θ — фаза θ -вакуума, p_2 и p_1 — 4-импульсы конечного и начального кварков. Этот результат, полученный в работе ⁶⁷ путем сложных вычислений, можно воспроизвести более простым способом. Для этого надо зависимость от θ перебросить из глюонной части в кварковую часть лагранжиана. Киральное преобразование над ψ -функциями кварков благодаря наличию треугольных аномалий ⁶⁸ позволяет это сделать, в результате чего появляется

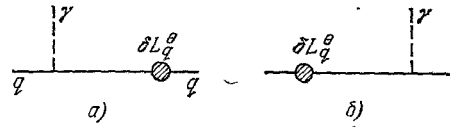


Рис. 9.

$$\delta L_q^\theta (CP = -1) = i m_0 \sum_j \bar{q}_j \gamma_5 q_j, \quad (37)$$

где

$$m_0 = \theta \frac{m_u m_d m_s}{m_u m_d + m_u m_s + m_d m_s}. \quad (38)$$

Вид δL_q^θ определяется требованием, чтобы CP -нечетная часть кваркового лагранжиана, так же как и L^θ , была синглетом в пространстве ароматов кварков.

Электромагнитная вершина кварка с учетом взаимодействия (37) определяется диаграммами рис. 9, и ее CP -нечетная часть имеет вид

$$\hat{V}'_\mu (CP = -1) = \frac{i m_0}{2 m^2} (\hat{p}_2 \gamma_\mu + \gamma_\mu \hat{p}_1) \gamma_5, \quad (39)$$

где m_0 определено формулой (38), а m — масса кварка (для конститuentного кварка, m — конститuentная масса). Структура $\hat{V}_\mu (CP = -1)$ и $\hat{V}'_\mu (CP = -1)$ совпадает, что отражает эквивалентность способов вычислений. Недостатком обоих операторов \hat{V}_μ и \hat{V}'_μ является то, что, будучи заключены между волновыми функциями свободных кварков, они дают нуль. Чтобы как-то все же получить оценку ЭДМ, авторы работы ⁶⁷ заключили оператор \hat{V}_μ между волновыми функциями кварков, находящихся в сферическом кулоноподобном поле U . В пределе слабой связи они получили ненулевой результат для ЭДМ кварка, но, как хорошо прослеживается при работе с δL_q^θ вместо L^θ , возможно, такой результат является следствием обращения с оператором $\hat{V}_\mu (CP = -1)$ как с локальным. В теории возмущений вклад диаграмм рис. 10, а — г, отвечающих учету слабой связанности кварков, компенсируется вкладом диаграмм рис. 10, б, в.

3) Обратимся теперь к работе Балуни ⁶⁵, который одним из первых исследовал вопрос о влиянии θ -члена на ЭДМ нейтрона. Используя вместо L^θ лагранжиан $\delta L_q^\theta (CP = -1)$, определенный согласно формуле (37), Балуни замечает, что в присутствии такого слагаемого нуклон становится

смесью состояний противоположной четности

$$|n\rangle = |N\rangle + \sum_* (M^* - M)^{-1} |N^*\rangle \langle N^* | \delta L_q^0 | N\rangle,$$

где M и M^* — массы состояний $(1/2^+)$ и $(1/2^-)$ и суммирование идет по всем возможным физическим состояниям с квантовыми числами $(1/2^-)$. Балуни определяет ЭДМ согласно формуле

$$D_n = 2 \sum_* (M^* - M)^{-1} \text{Re} \langle N | \mathbf{d} | N^*\rangle \langle N^* | \delta L_q^0 | N\rangle, \quad (40)$$

где \mathbf{d} — оператор дипольного момента, разрешенный в переходах $(1/2^+) \rightarrow (1/2^-)$ без всякого нарушения CP -инвариантности.

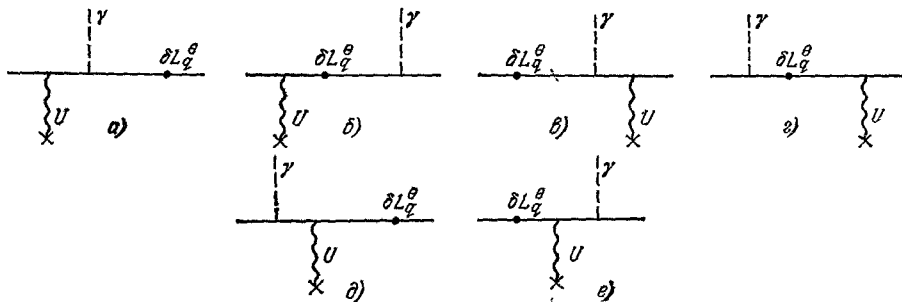


Рис. 10.

Учитывая в качестве промежуточных состояний ближайшие резонансы $N^* (1/2^-) = S'_{11}$ и S''_{11} и производя вычисления в модели мешков, Балуни получил результат *)

$$D_n \approx 2,7 \cdot 10^{-16} |\theta| \text{ e.см.} \quad (41)$$

Из последующего обсуждения, однако, будет видно, что промежуточные состояния, отвечающие непрерывному спектру, дают D_n того же порядка, вследствие чего вопрос о надежности полученной оценки остается неясным.

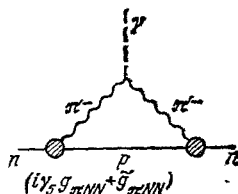


Рис. 11.

4) Работа Крютера и др. ⁶⁶ считается наиболее строгим доказательством того, что θ -член действительно дает ненулевой вклад в ЭДМ нейтрона. Эти авторы использовали в качестве исходного лагранжиан мезон-нуклонной теории

$$L = \bar{\psi}_N i \gamma_\mu \partial_\mu \psi_N - \bar{\psi}_N m \psi_N - i g_{\pi NN} \bar{\psi}_N \gamma_5 \tau \psi_N \pi + \dots \quad (42)$$

Они нашли, что в присутствии δL_q^0 , определенного формулой (37), πNN -вершина приобретает CP -неинвариантный вид

$$\bar{\psi}_N \tau (i \gamma_5 g_{\pi NN} + \tilde{g}_{\pi NN}) \psi_N \pi \quad (43)$$

с $\tilde{g}_{\pi NN}/g_{\pi NN} \approx 0,002$.

Исследуя затем диаграммы с различным числом π -мезонов в промежуточном состоянии, авторы работы ⁶⁶ заметили, что в пределе киральной симметрии ($m_\pi \rightarrow 0$) ЭДМ нейтрона определяется одной лишь диаграммой рис. 11, поскольку соответствующая амплитуда имеет фактор $\ln(M_N/m_\pi)$, отсутствующий у других амплитуд. Вычисляя вклад диаграммы рис. 11 в ЭДМ нейтрона, Крютер и др. нашли

$$D_n \approx 3,6 \cdot 10^{-16} \theta \text{ e.см.} \quad (44)$$

*) Приводится число, отвечающее стандартному определению δL_q^0 ($CP = -1$).

Поскольку в работе ⁶⁶ объектом внимания является πNN -вершина, может показаться, что результат для D_n не зависит от свойств и взаимодействий других мезонов, в частности η - и η' -мезонов. Это не так. Известно (см., например, работу ⁶²), что если бы для η - и η' -мезонов в КХД не требовалось решать так называемую $U(1)$ -проблему ⁹¹, т. е. не требовалось вводить специальный механизм генерации масс этих частиц, θ -член не приводил бы к физическим эффектам CP -нарушения.

Связь между величиной D_n и решением $U(1)$ -проблемы была продемонстрирована в работе ⁹² на примере нелинейной киральной модели, включающей нонет барионов и нонет псевдоскалярных мезонов. При наличии θ -члена мезон-нуклонная часть лагранжиана модели в линейном по π -мезонам приближении имеет вид

$$L = \bar{\psi}_N (i\gamma_\mu \partial_\mu - m_N - g_{\pi NN} i\gamma_5 \tau \pi) \psi_N + \\ + ia \left(\theta - \sum_j \Phi_j \right) \left\{ \frac{F_\pi}{\sqrt{2}} (\gamma + \delta) \bar{\psi}_N \gamma_5 \psi_N + i\delta \bar{\psi}_N \tau \psi_N \right\}, \quad (45)$$

где коэффициенты γ и δ выражаются через расщепление масс в октете барионов, а коэффициент a характеризует степень решения $U(1)$ -проблемы, т. е. определяет, насколько сдвинуты массы η - и η' -мезонов относительно массы K -мезона. Заметим, что, помимо CP -нечетной перенормировки вершины πNN (ср. с формулой (43)), θ -член приводит также к CP -нечетной перенормировке нуклонного массового члена, вследствие чего реальный эффект CP -нарушения определяется разностью CP -нечетных фаз πNN -вершины и массового члена. Вычисления с лагранжианом (45) приводят к оценке (44).

Другая киральная модель включающая нуклоны, псевдоскалярные и скалярные мезоны и позволяющая проследить зависимость величины D_n от решения $U(1)$ -проблемы, была рассмотрена в работе ⁹⁴.

Итогом всех исследований является вывод, что θ -член может индуцировать ЭДМ нейтрона порядка

$$|D_n| \sim (10^{-15} - 10^{-16}) |\theta| e \cdot \text{см.}$$

Конкретное значение D_n , однако, остается довольно неопределенным, поскольку, как это видно из сравнения результатов (41) и (44), усиленные в $\ln(m_N/m_\pi)$ амплитуды дают вклад, сравнимый с вкладом неусиленных амплитуд, а последних очень много.

Если в дальнейшем удастся избавиться от неопределенностей в конкретном коэффициенте пересчета от значения θ к значению D_n , появится возможность путем измерения D_n проверять теоретические схемы, позволяющие вычислить θ . Такая возможность, как показали Эллис и др. ⁸⁹, возникает в $SU(5)$ -симметричной схеме Великого Объединения электро-слабых и сильных взаимодействий. В этой схеме барионная асимметрия Вселенной получает объяснение, если наряду с характерным для схемы нарушением барионного числа имеет место нарушение CP -инвариантности. Но нарушение CP -инвариантности может быть выражено в терминах θ -члена, определяемого CP -нечетной составляющей кварковых масс. В $SU(5)$ -схеме с минимальным числом хиггсовых скалярных частиц одни и те же перенормировки определяют эволюцию параметра θ и образование избытка барионов над антибарионами. Поэтому возникает связь между отношением n_B/n_γ и параметром θ :

$$\theta_{\text{КХД}}(1 \text{ ГэВ}) \gtrsim 6 \cdot 10^{-3} (n_B/n_\gamma).$$

Используя данные о величине n_B/n_γ и коэффициент пропорциональности между θ и D_n , вычисленный Балун ⁶⁵ и Крютером и др. ⁶⁶, Эллис и др. ⁸⁹

получили ограничение снизу на величину ЭДМ нейтрона

$$D_n \gtrsim 2,5 \cdot 10^{-18} (n_B/n_\gamma) \gtrsim 3 \cdot 10^{-28} \text{ е.см.}$$

Такое ограничение, казалось бы, требует исключить из рассмотрения все схемы CP -нарушения, предсказывающие меньшее значение ЭДМ нейтрона. Но, во-первых, как следует из предыдущего, еще не вполне ясен вопрос о коэффициенте пропорциональности между θ и D_n , а во-вторых, при расширении хиггсова сектора $SU(5)$ -симметричной схемы Великого Объединения однозначная связь между отношением n_B/n_γ и параметром θ исчезает. Это видно, в частности, на примерах $SU(5)$ -симметричных моделей, рассмотренных в работах ^{73,84}, где дополнительная глобальная $U(1)$ -симметрия хиггсовых взаимодействий приводит к равенству нулю эффективного значения параметра θ , но не запрещает отношению n_B/n_γ быть отличным от нуля.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование возможных механизмов генерации ЭДМ нейтрона приводит к следующим выводам, которые имеет смысл перечислить в обратном по сравнению с ходом изложения порядке.

1. ЭДМ нейтрона, возникающий из-за наличия θ -члена в КХД, оказывается порядка

$$(10^{-15} - 10^{-16}) |\theta| \text{ е.см.}$$

Это означает, что необходимо рассматривать только такие варианты теории, в которых эффективное значение θ было бы очень малым ($\theta < 10^{-9}$) или вообще равнялось нулю.

Возможность для этого существует в некоторых схемах, включающих легкие псевдоскалярные частицы — аксионы, стерильные по отношению к взаимодействию с обычными адронами ^{62,63,73,74,79,84,90}.

2. Механизм спонтанного нарушения CP -инвариантности, наиболее привлекательная реализация которого осуществляется в модели Вайнберга ²⁴, предсказывает значения D_n , фактически совпадающие с областью экспериментального разрешения в измерении D_n . Поэтому увеличение точности эксперимента в несколько раз даст прямой ответ на вопрос, является ли этот механизм универсальным в явлении нарушения CP -четности в K_L -распадах и в явлении CP -нечетного взаимодействия фотонов с нуклонами через ЭДМ. Будучи моделью миллислабого нарушения CP -инвариантности, модель Вайнберга, возможно, уже сейчас сталкивается с трудностями в объяснении отношения параметров ϵ'/ϵ , характеризующих нарушение CP -инвариантности в K_L -распадах ^{47,48}. Эти трудности отсутствуют в некоторых других моделях со спонтанным нарушением CP -инвариантности ^{21,23}; в них, однако, хиггсовы мезоны должны иметь такие большие массы, что теория находится на грани применимости теории возмущений.

Следует, наконец, подчеркнуть, что всем моделям спонтанного нарушения инвариантности присуща трудность, связанная с нерешенной пока проблемой деления Вселенной на домены, предсказываемого в таких моделях ⁸³.

3. Механизм нарушения CP -инвариантности, связанный с комплексностью отдельных констант взаимодействия кварков с калибровочными полями, будучи введен в $SU(2)_L \otimes U(1)$ -симметричную схему через фазу Кобаяши — Маскавы, не встречает трудностей в объяснении величины параметров CP -нарушения в K_L -распадах. Предсказываемая этим меха-

низмом величина ЭДМ нейтрона — $D_n \sim 10^{-32} \text{ е·см}$ — лежит далеко от области, доступной современному эксперименту.

Но в случае $SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)$ -симметричных моделей^{13-16, 70, 75} нарушение CP -инвариантности, связанное с комплексностью констант взаимодействия калибровочных полей, может индуцировать существенно бóльшие значения ЭДМ нейтрона.

Возвращаясь к $SU(2)_L \otimes U(1)$ -симметричным схемам, следует добавить, что если отвлечься от возражений космологического характера и допустить действие механизма спонтанного нарушения CP -инвариантности одновременно с механизмом фазы Кобаяши — Маскавы, в теории появляется возможность объяснения любых значений ЭДМ нейтрона в интервале от 10^{-25} е·см до 10^{-32} е·см ^{45, 49}.

Автор благодарит А. И. Вайнштейна, М. Б. Волошина, В. И. Захарова, Л. Б. Окуня, Н. Г. Уральцева, И. Б. Хрипловича и М. А. Шифмана за обсуждение ряда вопросов и ценные замечания.

Институт теоретической и экспериментальной физики,
Москва

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Purcell E., Ramsey N.—Phys. Rev., 1950, v. 78, p. 807.
2. Lee T. D., Yang C. N.—Ibid., 1956, v. 104, p. 254.
3. Wu C. S. et al.—Ibid., 1957, v. 105, p. 1413.
4. Ландау Л. Д.—ЖЭТФ, 1957, т. 32, с. 405.
5. Christenson J. H. et al.—Phys. Rev. Lett., 1964, v. 13, p. 138.
6. Шапиро Ф. Л.—УФН, 1968, т. 95, с. 145.
7. Bailey J. et al.—J. Phys. Ser. G, 1978, v. 4, p. 345.
8. Weisskopf M. C. et al.—Phys. Rev. Lett., 1968, v. 21, p. 1645.
9. Harrison G. E. et al.—Phys. Rev. Lett., 1969, v. 22, p. 1263.
10. Pondrom L. et al.—Phys. Rev. Ser. D, 1981, v. 23, p. 814.
11. Altarev I. S. et al.—Phys. Lett., Ser. B, 1981, v. 102, p. 13.
12. Dress W. B. et al.—Phys. Rev. Ser. D, 1977, v. 15, p. 9.
13. Mohapatra R. N.—Ibid., 1972, v. 6, p. 2023.
14. Pais A., Primack J. R.—Ibid., 1973, v. 8, p. 3063.
15. Mohapatra R. N., Pati J. C.—Ibid., 1975, v. 11, p. 566, 2558.
16. Frenkel J., Ebel M.—Nucl. Phys. Ser. B, 1974, v. 83, p. 177.
17. Mohapatra R. N., Pati J. C., Wolfenstein L.—Phys. Rev. Ser. D, 1975, v. 11, p. 3319.
18. Kobayashi M., Maskawa K.—Prog. Theor. Phys., 1973, v. 49, p. 652.
19. Lee T. D.—Phys. Rev. Ser. D, 1973, v. 8, p. 1226.
20. Lee T. D.—Phys. Rept., 1974, v. 9C, p. 145.
21. Sikivie P.—Phys. Lett., Ser. B, 1976, v. 65, p. 141.
22. Lahanas A. B., Papadopoulos N. J.—Lett. Nuovo Cimento, 1977, v. 18, p. 123.
23. Lahanas A. B., Vayonakis C. E.—Phys. Rev. Ser. D, 1979, v. 19, p. 2458.
24. Weinberg S.—Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 657.
25. Deshpande N. G., Ma E.—Phys. Rev. Ser. D, 1977, v. 16, p. 1583.
26. Anselm A. A., Dyakonov D. I.—Nucl. Phys. Ser. B, 1978, v. 145, p. 271.
27. Ансельм А. А., Уральцев Н. Г.—ЯФ, 1979, т. 30, с. 465.
28. Житницкий А. Р., Хриплович И. Б.—ЯФ, 1981, т. 34, с. 167.
29. Bouchiat C., Iliopoulos J., Meyer Ph.—Phys. Lett. Ser. B, 1970, v. 38, p. 519.
30. Weinberg S.—Phys. Rev. Lett., 1967, v. 19, p. 1264.
31. Salam A.—In: Proc. of 8th Nobel Symposium. Stockholm. Almquist and Wiksell, 1968.
32. Glashow S. L., Iliopoulos J., Maiani L.—Phys. Rev. Ser. D, 1970, v. 2, p. 1285.
33. Ellis J., Gaillard M. K., Nanopoulos D. V.—Nucl. Phys. Ser. B, 1976, v. 109, p. 213.
34. Maiani L.—Phys. Lett. Ser. B, 1976, v. 62, p. 183.

34. Lee B. W.—Phys. Rev., **1977**, v. D15, p. 3394.
35. Коккеде Я. Теория кварков.— М.: Мир, 1971.— с. 115.
36. Шабалин Е. П.— ЯФ, **1978**, т. 28, с. 151.
37. Шабалин Е. П.— ЯФ, **1980**, т. 32, с. 249.
38. Ellis J., Gaillard M. K. a) Preprint FERMILAB-Pub-78/66-THY-1978;
б) Nucl. Phys., Ser. B, **1979**, v. 150, p. 141.
39. Шабалин Е. П.— ЯФ, **1980**, т. 31, с. 1665.
40. Shrock R. E., Wang Ling-Lie — Phys. Rev. Lett., **1978**, v. 41, p. 1692.
41. Высоцкий М. И.— ЯФ, **1980**, т. 31, с. 1535.
42. Hagelin J. S.— Phys. Rev. Ser. D, **1981**, v. 23, p. 119.
43. Morel B. F.— Nucl. Phys. Ser. B, **1979**, v. 157, p. 23.
44. Nanopoulos D. V., Yildiz A., Cox P. H.— Phys. Lett., **1979**, v. 87B, p. 53.
45. Шабалин Е. П.— ЯФ, **1980**, т. 32, с. 443.
46. Georgy H., Glashow S. L.— Phys. Rev. Lett., **1973**, v. 28, p. 1494.
47. Deshpande N. G.— Phys. Rev., Ser. D, **1981**, v. 23, p. 654.
48. Sanda A. I.— Ibid., p. 2647.
49. Shabalín E. P.—Preprint ITEP-18.— Moscow, 1980.
50. Wolfenstein L.— Phys. Rev. Lett., **1964**, v. 13, p. 562.
51. Kleinknecht K.— In: Proc. of 17th Intern. Conference on High Energy Physics.—/Ed. J. R. Smith.— Lnd., 1974.— P. 111-23.
52. Jackiw R., Rebbi C.— Phys. Rev. Lett., **1976**, v. 37, p. 172.
- Callan C., Dashen R., Gross D.— Phys. Lett. Ser. B, **1976**, v. 63, p. 334.
53. Belavin A. A. et al.— Ibid., **1975**, v. 59, p. 85.
54. 't Hooft G.— Phys. Rev. Lett., **1976**, v. 37, p. 8.
55. Jackiw R.— Rev. Mod. Phys., **1977**, v. 49, p. 681.
56. Actor A.— Ibid., **1979**, v. 51, p. 461.
57. Peccei R. D., Quinn H. R.— Phys. Rev. Ser. D, **1977**, v. 16, p. 1791.
58. Weinberg S.— Phys. Rev. Lett., **1978**, v. 40, p. 233.
59. Wilczek F.— Ibid., p. 279.
60. Glashow S. L., Weinberg S.— Ibid., **1968**, v. 20, p. 224.
- Langacker P., Pagels H.— Phys. Rev. Ser. D, **1979**, v. 19, p. 2070.
61. Calaprice F. P. et al.— Ibid., **1979**, v. 20, p. 2708.
62. Shifman M. A., Vainshtein A. I., Zakharov V. I.— Nucl. Phys., Ser. B, **1980**, v. 166, p. 494.
63. Житницкий А. Р.— ЯФ, **1980**, т. 31, с. 497.
64. Vergeles S.— Nucl. Phys. Ser., B, **1979**, v. 152, p. 330.
65. Baluni V.— Phys. Rev. Ser. D, **1979**, v. 19, p. 2227.
66. Crewther R. J. et al.— Phys. Lett. Ser. B, **1979**, v. 88, p. 123; Errata: Ibid., v. 91, p. 487.
67. Calucci G. et al.— Nucl. Phys. Ser. B, **1980**, v. 163, p. 461.
68. Adler S. L.— Phys. Rev., **1969**, v. 177, p. 2426.
- Bell J. S., Jackiw R.— Nuovo Cimento, **1969**, v. 60, p. 47.
69. Красников Н. Б., Матвеев В. А., Тавхелидзе А. Н.— Пробл. физ. ЭЧАЯ, **1981**, т. 12, с. 100.
70. Wolfenstein L.— Nucl. Phys. Ser. B, **1974**, v. 77, p. 375.
71. Pais A.— Phys. Rev. Lett., **1973**, v. 29, p. 1712; v. 30, p. 114.
72. Pais A.— Phys. Rev. Ser. D, **1973**, v. 8, p. 625.
73. Wise M. B., Georgy H., Glashow S. L.— Phys. Rev. Lett., **1981**, v. 47, p. 402.
74. Chikashige Y., Mohapatra R., Peccei R.— Phys. Lett. Ser. B, **1981**, v. 98, p. 265.
75. Beall G., Soni A.— Phys. Rev. Lett., **1981**, v. 47, p. 552.
76. Faissner H.— Preprint PITHA 81/20.—1981.
77. Barger V., Long W. F., Pakvasa S.— Phys. Rev. Lett., **1979**, v. 42, p. 1585.
78. Shrock R. E., Treiman S. B., Ling-Lie-Wang — Ibid., p. 1589.
79. Dine M., Fischler W., Srednicki M.— Phys. Lett. Ser. B, **1981**, v. 104, p. 199.
80. Прохоров В. В.— ЯФ, **1980**, т. 31, с. 1019.
81. Guberina B., Peccei R. D.— Nucl. Phys. Ser. B, **1980**, v. 163, p. 289.
82. Khriplovich I. B., Zhitnitsky A. R.— Phys. Lett. Ser. B, **1982**, v. 109, p. 490.
83. Kobzarev I. Yu., Okun L. B., Zeldovich Ya. B.— Phys. Lett. Ser. B, **1974**, v. 50, p. 340.
- Зельдович Я. Б., Кобзарев И. Ю., Окунь Л. Б.— ЖЭТФ, **1974**, т. 67, с. 3.

84. Barbieri R., Nanopoulos D. V.—Preprint TH 3119-CERN.—1981.
85. Deshpande N. G., Eilam G., Spence W. L.—Phys. Lett. Ser. B, 1982, v. 108, p. 42.
86. Kelly R. L. et al. (Particle Data Group).—Rev. Mod. Phys., 1980, v. 52, No. 2.
87. Gavela M. B. et al.—Preprint LAPP-TH-40 — July 1981.
88. Gavela M. B. et al.—Phys. Lett. Ser. B, 1982, v. 109, p. 215.
89. Ellis J., Gaillard M. K., Nanopoulos D. V., Rudaz S.—Phys. Lett. Ser. B, 1981, v. 99, p. 101.
90. Ellis J., Gaillard M. K., Nanopoulos D. V., Rudas S.—Preprint TH 3121-CERN.—1981.
91. Weinberg S.—Phys. Rev. Ser. D, 1975, v. 11, p. 3583.
92. Di Vecchia P.—Acta Physica Austriaca, 1980, v. 22, p. 341.
93. Abbott L. E., Sikivie P., Wise M. B.—Phys. Rev. Ser. D, 1980, v. 21, p. 1393.
94. Шабалин Е. П.—ЯФ, 1982, т. 36, с. 981.