01

Электрический дипольный момент W-бозона на кварк-глюонном уровне

© Д.В. Чубуков[1], И.А. Александров[2,3]

[1] Университет ИТМО,
Санкт-Петербург, Россия
[2] Санкт-Петербургский государственный университет,
Санкт-Петербург, Россия
[3] ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия

e-mail: dmitrybeat@gmail.com

Поступила в редакцию 03.04.2025 г.
В окончательной редакции 17.04.2025 г.
Принята к публикации 17.04.2025 г.

Исследован электрический дипольный момент (ЭДМ) W-бозона в трехпетлевом приближении на кварк-глюонном уровне. Нарушение комбинированной $\mathcal{CP}$-четности введено через комплексную фазу в матрице Кабиббо–Кобаяси–Маскавы, которая характеризует флэйворную структуру кварковой петли. Впервые получена оценка ЭДМ W-бозона с учетом механизма Глешоу–Илиопулоса–Майани: $d_W \sim 10^{-41}\, e\text{cm}$. Известно, что на кварк-глюонном уровне ЭДМ W-бозона может индуцировать как ЭДМ электрона, так и ЭДМ нейтрона. Таким образом, из экспериментальных ограничений на ЭДМ упомянутых фермионов, которые определены различными спектроскопическими методами, можно получить ограничение на ЭДМ W-бозона. Показано, что данное ограничение на много порядков превышает предсказание Стандартной Модели на значение ЭДМ W-бозона, полученное в настоящей работе.

Ключевые слова: электрический дипольный момент, несохранение четности, W-бозон, матрица Кабиббо–Кобаяси–Маскавы, механизм Глешоу–Илиопулоса–Майани.

DOI: 10.61011/OS.2025.04.60527.7778-24

1. Введение

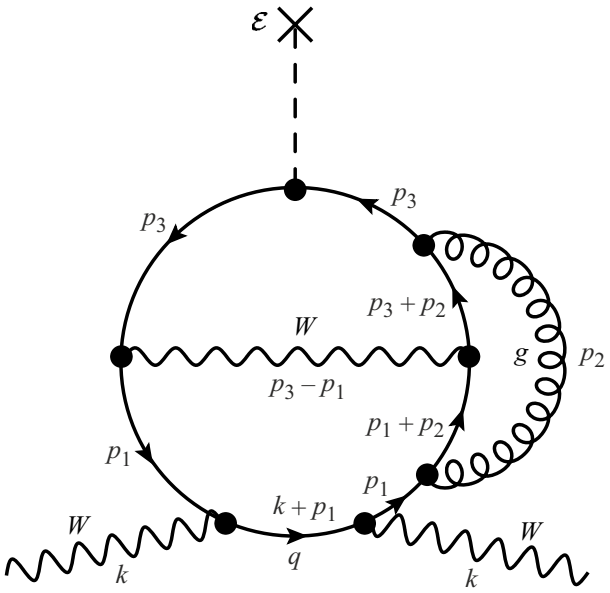
Природа взаимодействий, неинвариантных относительно операции обращения времени ($\mathcal{T}$), до сих пор остается загадкой. Одним из наиболее обсуждаемых проявлений таких эффектов является наличие ненулевого электрического дипольного момента (ЭДМ) у частиц, не являющихся истинно нейтральными (т.е. не переходящих в себя при применении операции зарядового сопряжения C). Действительно, согласно теореме Вигнера–Эккарта, ЭДМ частицы должен быть направлен вдоль ее спина. Наличие такой пропорциональности автоматически обеспечивает нарушение как $\mathcal{T}$-, так и $\mathcal{P}$-симметрий ($\mathcal{P}$ — пространственная четность). В соответствии с фундаментальной $\mathcal{CPT}$-теоремой нарушение $\mathcal{T}$-симметрии эквивалентно нарушению комбинированной $\mathcal{CP}$-четности. $\mathcal{CP}$-нечетные эффекты были впервые обнаружены при распадах нейтральных каонов [1], а позже — при распадах других экзотических мезонов [2–5]. Первое прямое наблюдение нарушения $\mathcal{T}$-инвариантности также было осуществлено в области мезонной физики [6]. Однако существование ЭДМ частиц может свидетельствовать об универсальности взаимодействий, нарушающих $\mathcal{T}$-симметрию, в природе.

Поиски $\mathcal{T}$-нечетных эффектов начались около 75 лет назад с работы [7], в которой обсуждалась возможность наблюдать методом магнитного резонанса ЭДМ нейтрона (nЭДМ). Наилучшее ограничение на значение nЭДМ d_n было получено недавно в работе [8] с результатом $d_n < 1.8 \cdot 10^{-26}\, e\text{cm}$. Здесь использовано обозначение $e\text{cm}$ — элементарный заряд e, умноженный на cm. Что касается поиска ЭДМ других частиц, то наиболее продвинутыми оказались эксперименты по поиску ЭДМ электрона (eЭДМ). Поиски eЭДМ начались с работы [9], в которой была предложена идея, что наблюдение ненулевого ЭДМ парамагнитного атома (т.е. связанного с неспаренным спином электрона) будет указывать на проявление eЭДМ. С тех пор было предложено несколько разных экспериментальных схем на различных атомных и молекулярных системах [10–16]. Наилучшее ограничение на eЭДМ: $d_e < 4.1 \cdot 10^{-30}\, e\text{cm}$ [12].

Теоретические предсказания ЭДМ различных частиц в рамках Стандартной Модели (СМ) достаточно неопределенны и далеки от текущих экспериментальных ограничений. Так, например, для nЭДМ оценки дают значения $d_n \sim 10^{-32}\, e\text{cm}$ [17]. Для eЭДМ оценки на кварк-глюонном уровне дают значения в промежутке $d_e \sim (10^{-44}-10^{-50})\, e\text{cm}$ [18–20]. На адронном уровне СМ дает оценку $d_e \sim 10^{-39}\, e\text{cm}$ [19]. Отметим также, что в экспериментах по поиску $\mathcal{T}$, $\mathcal{P}$-нечетных эффектов в парамагнитных атомных и молекулярных системах, кроме эффекта eЭДМ, также присутствует эффект $\mathcal{T}$, $\mathcal{P}$-нечетного взаимодействия электрона с ядром [21,22]. Различить данные два эффекта, вообще говоря, можно

в нескольких экспериментах с разными атомными и/или молекулярными системами благодаря разной зависимости этих взаимодействий от заряда ядра Z [23]. Последнее взаимодействие обычно выражают в терминах эквивалентного eЭДМ d_e^{eqv}. Было предложено много механизмов $\mathscr{T}$, $\mathscr{P}$-нечетного электрон-ядерного взаимодействия [18,24,25]; наибольшее предсказанное значение было оценено в работе [25], $d_e^{\text{eqv}} \sim 10^{-35}\, e\text{cm}$. В то же время сохраняется интерес к поиску „новой физики“ за рамками СМ, которая может предсказывать бóльшие значения для ЭДМ [26].

Электрическим дипольным моментом могут обладать не только фермионы, но и бозоны, например, W-бозон. В принципе, можно было бы напрямую измерять ЭДМ W-бозона (WЭДМ), например, в экспериментах по рассеянию при высоких энергиях [27]. Но, насколько нам известно, эксперименты по поиску WЭДМ не проводились. Однако изучение механизмов данного эффекта представляет не только методический интерес. Оказывается, в рамках СМ на кварк-глюонном уровне WЭДМ может индуцировать как eЭДМ, так и nЭДМ. Таким образом, из экспериментальных ограничений на ЭДМ упомянутых фермионов можно получить ограничение на WЭДМ. Однако следует отметить, что полученные данным способом ограничения являются модельнозависимыми, т. е. зависят от конкретного механизма в рамках СМ и, следовательно, могут не быть доминирующими. Обсуждение, связанное с наличием ЭДМ у W-бозона, началось в работах [28–30]. Источником нарушения $\mathscr{CP}(\mathscr{T})$-инвариантности в СМ является фаза в матрице Кабиббо–Кобаяси–Маскавы (ККМ), поэтому необходима кварковая петля. Для извлечения данной фазы необходимы 4 смены кварковых флейворов с верхнего на нижний, и наоборот, поэтому нужны 4 W-бозон-кварковые вершины в петле. Следовательно, WЭДМ мог бы возникнуть минимум в двухпетлевом приближении. Оценка с учетом механизма Глешоу–Илиопулоса–Майани (ГИМ) в двухпетлевом приближении была сделана в работе [31], однако чуть позже в работе [32] было показано, что в двухпетлевом приближении WЭДМ не возникает. Попытка сделать оценку в трехпетлевом приближении с учетом добавления глюонного обмена в кварковой петле была сделана в работе [33]. Оценка была получена из рассмотрения инфракрасной области интегрирования в трехпетлевом интеграле. Однако в течение последних десятилетий были сделаны различные оценки похожих петель для eЭДМ и было показано, что основной вклад в интеграл дает ультрафиолетовая область интегрирования с учетом сокращений, связанных с применением ГИМ-механизма [18–20]. В связи с этим в данной работе мы получим оценку WЭДМ на кварк-глюонном уровне в трехпетлевом приближении с учетом ГИМ-механизма. Также мы сравним наши предсказания СМ для этой величины с ограничениями, которые могут быть получены из спектроскопических экспериментов по поиску eЭДМ и nЭДМ.



Трехпетлевая фейнмановская диаграмма, описывающая взаимодействие WЭДМ с постоянным однородным электрическим полем $\mathscr{E}$. На диаграмме также указаны 4-импульсы частиц. Сплошным линиям соответствуют различные кварки q. Волнистым линиям отвечают W-бозоны. Фигурной линии соответствует глюон g, а штриховая линия с крестом обозначает взаимодействие с внешним полем.

В тексте статьи мы используем единицы $\hbar = c = 1$ ($\hbar$ — постоянная Планка, c — скорость света), постоянная тонкой структуры $\alpha = e^2/(4\pi)$.

2. Оценка трехпетлевого интеграла для WЭДМ

Взаимодействие WЭДМ с внешним электрическим полем, нарушающее $\mathscr{T}$, $\mathscr{P}$-четности, можно представить в виде следующего эффективного лагранжиана:

$$\mathscr{L}_{\mathscr{W}} = i2m_W d_W \widetilde{F}^{\alpha\beta} W_\alpha^\dagger W_\beta, \tag{1}$$

где m_W и d_W — масса и ЭДМ W-бозона соответственно, W_α — поле W-бозона, а $\widetilde{F}^{\alpha\beta} = (1/2)\varepsilon^{\gamma\delta\alpha\beta} F_{\gamma\delta}$ — тензор, дуальный к электромагнитному тензору $F_{\gamma\delta}$. В уравнении (1) мы пренебрегли вкладом от производных по полю W-бозона в силу его относительной малости.

Как упоминалось во Введении, первый ненулевой вклад в WЭДМ возникает в трехпетлевом приближении на кварк-глюонном уровне (рисунок). На рисунке однородное постоянное электрическое поле $\mathscr{E}$ должно быть присоединено либо к одному из кварковых пропагаторов, либо к внутренней W-бозонной линии. Сдвиг энергии W-бозона в однородном постоянном (сколь угодно малом) электрическом поле определяется амплитудой процесса, представленного на рисунке, и равен

$$\Delta E = -\boldsymbol{d}_W \boldsymbol{\mathscr{E}}. \tag{2}$$

При этом амплитуда рассматривается для процесса без изменения энергии покоящейся частицы (по определению ЭДМ). Выражение для амплитуды может быть написано согласно стандартным правилам Фейнмана. Мы не будем его здесь явно приводить, так как для целей данной работы, а именно для оценки многопетлевого интеграла с учетом ГИМ-механизма, нас будет интересовать лишь область больших 4-импульсов, циркулирующих в петлях. Отметим лишь некоторые особенности, характерные данной задаче. На рисунке указаны 4-импульсы всех частиц. Формально мы включаем в диаграммную технику Фейнмана классический 4-потенциал постоянного внешнего электрического поля как $\mathscr{A}^{\mu}(t) = (0, -\mathscr{E}t)^t$. Тогда интегрирование по временной переменной в вершине „кварк–внешнее поле" приводит к возникновению производной дельта-функции. Другими словами, один из кварковых пропагаторов $S^q(p)$ следует заменить его производной по энергии — $\partial S^q(p)/\partial p_0$. Для производной кваркового пропагатора можно воспользоваться очевидным тождеством:

$$\frac{\partial S^q(p)}{\partial p_0} = -S^q(p)\gamma_0 S^q(p). \tag{3}$$

В силу того, что асимптотически

$$\lim_{p\to\infty} S^q(p) = \frac{1}{p}, \tag{4}$$

имеем

$$\lim_{p\to\infty} \frac{\partial S^q(p)}{\partial p_0} = -\frac{1}{p^2}. \tag{5}$$

Вторая характерная особенность связана с пропагатором W-бозона:

$$D^W_{\mu\nu} = \frac{-1}{p^2 - m_W^2 + i0}\left[g_{\mu\nu} + \frac{(\xi-1)p_\mu p_\nu}{p^2 - \xi m_W^2}\right], \tag{6}$$

где ξ — калибровочный параметр. В калибровке Фейнмана $\xi = 1$, в калибровке Ландау $\xi = 0$, а $\xi = \infty$ соответствует унитарной калибровке [34]. Мы выбираем унитарную калибровку, поскольку в этом случае не нужно включать в рассмотрение взаимодействие со скалярными духами Фаддеева–Попова. В унитарной калибровке пропагаторы духов обращаются в нуль [34]. Тогда пропагатор W-бозона в унитарной калибровке записывается в следующем виде:

$$D^W_{\mu\nu,\mathrm{unit}} = \frac{-1}{p^2 - m_W^2 + i0}\left(g_{\mu\nu} - \frac{p_\mu p_\nu}{m_W^2}\right). \tag{7}$$

Заметим, что асимптотически в унитарной калибровке

$$\lim_{p\to\infty} D^W_{\mathrm{unit}}(p) = \frac{1}{m_W^2}, \tag{8}$$

поэтому отдельные члены амплитуды могут сильнее расходиться в петлевых интегралах. Однако это не является проблемой, так как обычно данная расходимость становится менее сильной из-за сокращений, вызванных ГИМ-механизмом (разд. 3).

Пропагатор глюона, по сути являясь функцией Грина безмассового бозона, имеет стандартную асимптотику:

$$\lim_{p\to\infty} D^g(p) = \frac{1}{p^2}. \tag{9}$$

Принимая все вышесказанное во внимание и переходя от $\int d^4k$ к $\int k^3 dk$, мы можем следующим образом переписать безразмерный трехпетлевой интеграл, соответствующий рисунку, в асимптотическом режиме:

$$I \sim \frac{1}{m_W^2}\int \frac{dp_1 dp_2 dp_3 p_2}{(p_3+p_2)(p_1+p_2)}. \tag{10}$$

Это выражение содержит ультрафиолетовые расходимости. Данное обстоятельство указывает на то, что типичные импульсы, циркулирующие в петле, достаточно велики, а именно $p \sim m_W(m_t)$, где m_t — масса тяжелого t-кварка. Если ввести энергию обрезания Λ, то интеграл будет иметь следующую оценку:

$$I \sim \frac{\Lambda^2}{m_W^2}. \tag{11}$$

Далее отметим, что каждой вершине взаимодействия W–q соответствует константа $g = e/\sin\theta_W$, где θ_W — угол Вайнберга (свободный параметр СМ). При этом $\sin^2\theta_W \approx 0.22$. Тогда каждая из двух W–q петель приобретает множитель $\alpha/(\pi\sin^2\theta_W)$, где π — стандартный множитель, приписываемый петле. Для кварк-глюонной петли мы используем оценку $(\alpha_s/\pi)C_F \sim \alpha_s/\pi$, где α_s — константа взаимодействия в квантовой хромодинамике, которая приблизительно равна 1 для больших импульсов $p \sim m_t$, циркулирующих в петле, а множитель $C_F = 4/3$ возникает из-за суммирования по цветам кварков. И, наконец, используя тот факт, что согласно уравнению (1), эффективный оператор „зажимается" между двумя волновыми функциями покоящегося W-бозона, получаем, что $W^\dagger_\alpha W_\beta \sim 1/m_W$.

Собирая все множители, получаем следующую оценку WЭДМ:

$$d_W \sim e\frac{\Lambda^2}{m_W^3}\frac{\alpha^2\alpha_s}{\pi^3\sin^4\theta_W}R_{\mathrm{GIM}}, \tag{12}$$

где коэффициент R_{GIM} содержит как подавление за счет ГИМ-механизма, так и за счет $\mathscr{CP}$-нечетного множителя, происходящего из ККМ-матрицы. Данный коэффициент будет оценен в следующем разделе.

3. ГИМ-механизм для кварковой петли

Источником нарушения $\mathscr{CP}(\mathscr{T})$-симметрии в СМ является комплексная фаза в ККМ-матрице. Эта фаза становится нетривиальной, т.е. ее нельзя устранить никакими кварковыми вращениями, если принимать во

внимание три поколения кварков. $\mathcal{CP}$-нечетная флэйворная структура кварковой петли может быть представлена в форме [32]

$$U \sim 2iJ[t(dus - sud + bud - dub - bus + sub) + u(dcs - scd + scb - bcs + bcd - dcb) + c(dts - std + stb - bts + btd - dtb)]. \quad (13)$$

Здесь мы используем стандартную параметризацию для инварианта Ярлског J [35], который задается произведением четырех элементов ККМ-матрицы V_{ij} [36]:

$$J = \mathrm{Im}\,(V_{us}V_{td}V_{ud}^{*}V_{ts}^{*}) \approx 3.2 \cdot 10^{-5}. \quad (14)$$

Буквы u, d, c, s, t, b в выражении (13) обозначают пропагаторы соответствующих кварков. Только мнимая часть произведения V_{ij} в выражении (14) вносит вклад в $\mathcal{CP}$-нечетные эффекты. В уравнении (13) каждое произведение пропагаторов кварков допускает циклические перестановки, такие как $tdus = dust = ustd = stdu$.

Для начала зафиксируем, например, s-кварк вверху рисунка, т.е. присоединим к нему внешнее поле. Тогда, распределяя остальные кварки по петле во всех возможных конфигурациях и используя ККМ-матрицу, мы получаем следующую флэйворную структуру амплитуды:

$$U_s \sim 2iJ(sAss)(uudc - ccdu + ccbu - uubc + ccdt - ttdc + ttbc - ccbt + ttdu - uudt + uubt - ttbu). \quad (15)$$

Здесь sAs означает взаимодействие с внешним электрическим полем. Не умаляя общности с учетом соотношения (3), можно считать, что $sAs \sim Q_s s^3$, где Q_s — заряд s-кварка и $s^3 \equiv sss$. Далее снова вводим энергию обрезания Λ для всех импульсов в петле и переписываем выражение (15) в следующем виде:

$$U_s \sim 2iJ(Q_s s^4)(d-b)(uuc - ccu + cct - ttc + ttu - uut). \quad (16)$$

Все слагаемые здесь отличаются только массами кварков m_q в пропагаторах. Если пренебречь всеми массами кварков по сравнению с импульсами кварков в пропагаторах, результат будет точно равен нулю. Ненулевой результат возникает, только если разложить пропагаторы по $(m_q/\Lambda)^2$ и учесть поправки. Кроме того, для ГИМ-оценки можно пренебречь массовыми слагаемыми в числителях пропагаторов (поскольку $m_q \ll \Lambda$). Заметим, что некоторые массовые слагаемые в числителях пропагаторов не дают вклада из-за того, что они „зажаты“ между двумя W–q вершинами.

Теперь разложим заменатели в уравнении (16) в терминах малого параметра m_q^2/Λ^2, предполагая $\Lambda \gg m_t$ и сохраняя только члены старшего порядка с учетом $m_t \gg m_c \gg m_u$ и $m_b \gg m_d$. Это приводит к следующему безразмерному ГИМ-фактору:

$$R^{s}_{\mathrm{GIM}} \sim J\frac{m_c^2 m_b^2 m_t^4}{\Lambda^8}. \quad (17)$$

Далее необходимо просуммировать выражение (16) по всем нижним кваркам (что соответствует присоединению поля к d- и b-кваркам). Учтем также то, что $Q_s = Q_d = Q_b = -1/3$. Обозначая

$$\mathscr{F}(u,c,t) = uuc - ccu + cct - ttc + ttu - uut$$

в уравнении (16), получаем следующую флэйворную структуру для WЭДМ:

$$U^{W\mathrm{EDM}} \sim iJQ_s[s^4(d-b) + b^4(s-d) + d^4(b-s)]\mathscr{F}(u,c,t). \quad (18)$$

Очевидное разложение выражения (18) дает следующий безразмерный ГИМ-фактор:

$$R_{\mathrm{GIM}} \sim J\frac{m_c^2 m_s^2 m_b^4 m_t^4}{\Lambda^{12}}. \quad (19)$$

Вообще говоря, следует также учесть присоединение внешнего электрического поля к верхним кваркам (с другим коэффициентом $Q_t = 2/3$). Однако это, очевидно, даст тот же результат, что и в выражении (19). Это связано с симметрией, присутствующей в уравнении (19): массы двух самых тяжелых верхних и нижних кварков (t и b) появляются в четвертой степени, тогда как массы двух других (c и s) появляются во второй степени.

Используя уравнения (12) и (19) и устремляя $\Lambda \to m_t$, получаем следующую параметрическую оценку на WЭДМ в трехпетлевом приближении на кварк-глюонном уровне:

$$d_W \sim eJ\frac{m_s^2 m_c^2 m_b^4}{m_W^3 m_t^6}\frac{\alpha^2\alpha_s}{\pi^3 \sin^4\theta_W} \sim 10^{-41}\, e\mathrm{cm}. \quad (20)$$

В данной оценке мы не учитываем дополнительные числовые множители, а также возможное логарифмическое усиление, которое может увеличить результат на пару порядков. Отметим также то, что кварковая петля, представленная на рисунке, по сути идентична той, которая дает вклад в eЭДМ и оценивалась раньше. При этом наша ГИМ-оценка кварковой петли отличается от предыдущих исследований [18,19]. Она включает дополнительный малый множитель $m_b^4/m_t^4 \sim 3 \cdot 10^{-7}$ по сравнению с работой [18] и множитель $m_b^2/m_t^2 \sim 6 \cdot 10^{-4}$ по сравнению с работой [19].

Как было отмечено во Введении, на кварк-глюонном уровне WЭДМ может индуцировать eЭДМ и nЭДМ. Получим ограничение на WЭДМ из экспериментальных ограничений на ЭДМ электрона и нейтрона. Для этого используем связи этих ЭДМ с WЭДМ, полученные в работе [30,37], а именно:

$$d_e \sim \frac{\alpha}{\pi \sin^2\theta_W}\frac{m_e}{m_W}d_W \quad (21)$$

и

$$d_n \sim \frac{\alpha}{\pi \sin^2\theta_W}\frac{m_n}{m_W}d_W. \quad (22)$$

Тогда из работы [8] с учетом уравнения (22) следует ограничение

$$d_W < 2 \cdot 10^{-22}\, e\text{cm}. \qquad (23)$$

А из работы [12] с учетом уравнения (21) следует ограничение

$$d_W < 6 \cdot 10^{-23}\ e\text{cm}. \qquad (24)$$

Сравнивая уравнения (20) и (24), делаем вывод о том, что современные лучшие экспериментальные ограничения на значение WЭДМ сильно далеки от предсказаний СМ на кварк-глюонном уровне.

4. Заключение

В данной работе была впервые получена оценка ЭДМ W-бозона в трехпетлевом приближении на кварк-глюонном уровне с учетом ГИМ-механизма. Полученное нами значение $d_W \sim 10^{-41}\, e\text{cm}$ на много порядков меньше современных экспериментальных ограничений, которые могут быть извлечены из экспериментов по поиску ЭДМ электрона и нейтрона. Важным направлением для наших будущих исследований будет рассмотрение механизмов, дающих вклад в ЭДМ W-бозона на адронном уровне. Есть основания полагать, что существуют такие механизмы, которые дают больший вклад, чем полученная в данной работе оценка на кварк-глюонном уровне.

Финансирование работы

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (РНФ) в рамках проекта № 24-72-10060.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] J.H. Christenson, J.W. Chronin, V.L. Fitch, R. Turlay. Phys. Rev. Lett., **13**, 138 (1964).
[2] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration). Phys. Rev. Lett., **87**, 091801 (2001).
[3] K. Abe et al. (Belle Collaboration). Phys. Rev. Lett., **87**, 091802 (2001).
[4] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration). Phys. Rev. Lett., **93**, 131801 (2004).
[5] Y. Chao et al. (Belle Collaboration). Phys. Rev. Lett., **93**, 191802 (2004).
[6] J.P. Lees et. al. (The BABAR Collaboration). Phys. Rev. Lett., **109**, 211801 (2012).
[7] E.M. Purcell, N.F. Ramsey. Phys. Rev., **78**, 807 (1950).
[8] C. Abel et al. Phys. Rev. Lett., **124**, 081803 (2020).
[9] E.E. Salpeter. Phys. Rev., **112**, 1642 (1958).
[10] B.C. Regan, E.D. Commins, C.J. Schmidt, D. DeMille. Phys. Rev. Lett., **88**, 071805 (2002).
[11] V. Andreev et al. (ACME collaboration). Nature, **562**, 355 (2018).
[12] T.S. Roussy et al. (JILA Collaboration). Science, **381**, 46 (2023).
[13] D.V. Chubukov, L.N. Labzowsky. Phys. Rev. A, **96**, 052105 (2017).
[14] D.V. Chubukov, I.A. Aleksandrov, L.V. Skripnikov, A.N. Petrov. Phys. Rev. A, **108**, 053103 (2023).
[15] D.V. Chubukov, L.V. Skripnikov, A.N. Petrov, V.N. Kutuzov, L.N. Labzowsky. Phys. Rev. A, **103**, 042802 (2021).
[16] S.D. Chekhovskoi, D.V. Chubukov, L.V. Skripnikov, A.N. Petrov, L.N. Labzowsky. Phys. Rev. A, **108**, 052819 (2023).
[17] S. Dar. arXiv:hep-ph/0008248.
[18] M. Pospelov, A. Ritz. Phys. Rev. D, **89**, 056006 (2014).
[19] Y. Yamaguchi, N. Yamanaka. Phys. Rev. D, **103**, 013001 (2021).
[20] D.V. Chubukov, I.A. Aleksandrov. Phys. Rev. D, **111**, 073011 (2025).
[21] P.G.H. Sandars. At. Phys., **4**, 71 (1975).
[22] V.G. Gorshkov, L.N. Labzowsky, A.N. Moskalev. Zh. Eksp. Teor. Fiz., **76**, 414 (1979). [Sov. Phys. JETP, **49**, 209 (1979)].
[23] A.A. Bondarevskaya, D.V. Chubukov, O.Yu. Andreev, E.A. Mistonova, L.N. Labzowsky, G. Plunien, D. Liesen, F. Bosch. J. Phys. B, **48**, 144007 (2015).
[24] D.V. Chubukov, L. N. Labzowsky. Phys. Rev. A, **93**, 062503 (2016).
[25] Y. Ema, T. Gao, M. Pospelov. Phys. Rev. Lett., **129**, 231801 (2022).
[26] J. Engel, M.J. Ramsey-Musolf, U. van Kolck. Progr. in Part. and Nucl. Phys., **71**, 21 (2013).
[27] A. Queijeiro. Phys. Lett. B, **193**, 354 (1987).
[28] F. Salzman, G. Salzman. Phys. Lett., **15**, 91 (1965).
[29] F. Salzman, G. Salzman. Nuovo Cimento A, **41**, 443 (1966).
[30] F.J. Marciano, A. Queijeiro. Phys. Rev. D, **33**, 3449 (1986).
[31] D. Chang, W.-Y. Keung, J. Liu. Nucl. Phys. B, **355**, 295 (1991).
[32] М.Э. Поспелов, И.Б. Хриплович. Ядерная физика, **53**, 1030 (1991). [M.E. Pospelov, I.B. Khriplovich. Sov. J. Nucl. Phys. **53**, 638 (1991)].
[33] M.J. Booth. arXiv:hep-ph/9301293.
[34] T.-P. Cheng, L.-F. Li. *Gauge Theory of Elementary Particle Physics* (Clarendon Press, Oxford, 1984).
[35] C. Jarlskog. Phys. Rev. Lett., **55**, 1039 (1985).
[36] M. Tanabashi et al. (Particle Data Group). Phys. Rev. D, **98**, 030001 (2018).
[37] A.G. Grozin, I.B. Khriplovich, A.S. Rudenko. Nucl. Phys. B, **821**, 285 (2009).