



На правах рукописи

Жевлаков Алексей Сергеевич

*ВКЛАД В АНОМАЛЬНЫЙ МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ  
МЮОНА ОТ ПРОЦЕССА РАССЕЯНИЯ СВЕТА НА  
СВЕТЕ В НЕЛОКАЛЬНОЙ КВАРКОВОЙ МОДЕЛИ.*

01.04.02 — теоретическая физика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Иркутск – 2014

Работа выполнена в Институте динамики систем и теории управления Сибирского отделения Российской академии наук.

**Научный руководитель:**

Раджабов кандидат физико-математических наук,  
Андрей Евгеньевич ведущий научный сотрудник, Институт динамики систем и теории управления СО РАН, Иркутск

**Официальные оппоненты:**

Иванов доктор физико-математических наук,  
Михаил Алексеевич, профессор, руководитель сектора, Объединенный институт ядерных исследований, Лаборатория теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова, Дубна

Киселёв кандидат физико-математических наук,  
Алексей Владимирович старший научный сотрудник, Институт математики им. С.Л. Соболева СО РАН, Новосибирск

**Ведущая организация:**

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, г. Новосибирск

Защита диссертации состоится «24» декабря 2014 г. в «10» часов на заседании диссертационного совета Д.212.074.04 при Иркутском государственном университете по адресу: 664003, Иркутск, бульвар Гагарина, 20.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке и на сайте Иркутского государственного университета

Автореферат разослан «21» октября 2014 г.

Ученый секретарь диссертационного совета,  
кандидат физико-математических наук,  
доцент



Б. В. Мангазеев

# Общая характеристика работы

## Актуальность темы

Изучение аномального магнитного момента (АММ) лептонов остается одной из актуальных тем в физике элементарных частиц на протяжении пятидесяти лет. В последние годы интерес к ней только возрос в связи с новыми более точными экспериментальными данными, полученными в 2008 году Брукхэвенской лабораторией в США. Этот эксперимент значительно улучшил точность измерения величины аномального магнитного момента мюона. В результате отличие экспериментальной величины от теоретического предсказания в рамках стандартной модели оказалось в районе  $3\sim 4$  стандартных отклонений. Помимо этого, в ближайшие годы планируется проведение новых экспериментов по измерению величины АММ мюона в лаборатории Фермилаб в США и в лаборатории J-Park в Японии, где, как ожидается, будет повышение точности экспериментальных измерений в четыре раза. Увеличение отклонения теории от эксперимента или сохранение экспериментальной величины на текущем уровне с уменьшением ошибки может говорить о том, что в этот процесс дает вклад так называемая “новая физика” – неизвестные в настоящее время взаимодействия.

Оценка вклада от процесса рассеяния света на свете, приведенного в диссертации, связана с физикой сильного взаимодействия при низких энергиях. В этой области энергий невозможно рассматривать процессы, используя методы теории возмущения квантовой хромодинамики (КХД). По этой причине наши расчеты производятся в рамках эффективной модели с нелокальным сепарабельным ядром взаимодействия. Такая форма модели может быть мотивирована моделью инстантонной жидкости вакуума КХД. Кроме этого, вклад данного процесса невозможно извлечь напрямую из экспериментальных данных. Поэтому важно рассмотреть этот процесс в различных реалистичных моделях описания сильного взаимодействия, согласованных как с низкоэнергетическими теоремами, так и с КХД.

## Целью работы является:

Вычисление вклада сильных взаимодействий от процесса рассеяния света на свете в аномальный магнитный момент мюона в рамках нелокальной кварковой модели:

1. Получение нелокальных вершин взаимодействия кварков и мезонов с калибровочными полями.
2. Вычисление в рамках модели вклада сильных взаимодействий в аномальный магнитный момент мюона, оценка ошибки вычисления.
3. Сравнение с предсказаниями других теоретических моделей сильного взаимодействия.

## **Научные положения, выносимые на защиту:**

1. Построен явный вид вершинных функций, описывающих нелокальное взаимодействие кварков с тремя или с четырьмя внешними калибровочными полями. Построены форм-факторы перехода скалярных и псевдоскалярных мезонов в два виртуальных фотона.
2. Вычислен вклад в аномальный магнитный момент мюона от процесса рассеяния света на свете с участием легких скалярных и псевдоскалярных мезонных состояний.
3. Вычислен вклад в аномальный магнитный момент мюона от процесса рассеяния света на свете в случае контактного типа диаграмм.

## **Научная новизна**

Все результаты, перечисленные в разделе „Научные положения, выносимые на защиту“, а также основные выводы диссертации являются новыми.

## **Научная и практическая ценность**

Полученные результаты позволяют оценить величину аномального магнитного момента мюона от процесса света на свете в рамках нелокальной кварковой модели. Построенные многофотонные вершины и переходные форм-факторы мезонов могут быть использованы при рассмотрении других процессов.

## Апробация работы

Результаты представленные в диссертации докладывались и обсуждались на научных семинарах в ИДСТУ СО РАН, на кафедре теоретической физики Иркутского государственного университета (г. Иркутск, 2013), в Институте математики им.С.Л. Соболева (г. Новосибирск, 2011), в Институте теоретической физики университета Юстуса Лейбница (г. Гиссен, 2012), в Институте теоретической физики П Рурского университета (г. Бохум, 2014), в лаборатории теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова, ОИЯИ (г.Дубна), а также на российских и международных конференциях и школах: "Ляпуновские чтения"(ИДСТУ СО РАН, г. Иркутск, 2011), Международной Байкальской летней школе по физике Элементарных Частиц и Астрофизике (п. Большие Коты, 2010, 2011), Международной школе по Теоретической физике (г. Дубна, 2010), "Международном семинаре по  $e^-e^+$  столкновениям от  $\phi$  до  $\psi$ "(ИЯФ СО РАН, г.Новосибирск, 2011), XXI Международном Балдинском Семинаре "Релятивистская Ядерная Физика и Квантовая Хромодинамика"(ОИЯИ, г.Дубна, 2012), 7-ой АРСТР-VLTP JINR конференции "Современные проблемы в ядерной физике и в физике элементарных частиц"(п. Большие Коты, 2013).

## Публикации

По материалам диссертации опубликовано 11 печатных работ [1]–[11] в отечественных и иностранных изданиях, в том числе 9 работ [1]–[9] в журналах, рекомендованных ВАК.

## Личный вклад автора

Исследования, составляющие основу диссертационной работы, выполнены в соавторстве с А.Е. Дороховым и А.Е. Раджабовым. Результаты работы, сформулированные в защищаемых положениях, получены и интерпретированы в существенной мере лично соискателем.

# Структура и объём диссертации

Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения, трех приложений и списка литературы из 80 наименований. Общий объём диссертации – 87 страниц.

## Краткое содержание работы

Во **Введении** обсуждается современное состояние проблемы, отражена актуальность исследуемой темы, сформулированы цели и методы решения поставленных задач, излагается краткое содержание работы.

В **Первой главе** приводится описание нелокальной кварковой модели, коротко приводится метод введения внешних калибровочных полей, исходя из которого строятся эффективные вершины взаимодействия кварк-антикварка с внешними полями.

Лагранжиан нелокальной  $SU(3) \times SU(3)$  кварковой модели [12, 13] можно записать в виде:

$$\mathcal{L} = \bar{q}(x)(i\hat{\partial} - m_c)q(x) + \frac{G}{2} \left[ J_S^a(x)J_S^a(x) + J_P^a(x)J_P^a(x) \right] - \frac{H}{4} T_{abc} \left[ J_S^a(x)J_S^b(x)J_S^c(x) - 3J_S^a(x)J_P^b(x)J_P^c(x) \right], \quad (1)$$

где  $q(x)$  - кварковые поля,  $m_c$  -диагональная матрица токовых масс кварков<sup>1</sup>,  $G$  и  $H$  соответственно константы связи четырех- и шести- кваркового взаимодействия. Последнее слагаемое в лагранжиане приводит к смешиванию кварков различного аромата [14]. Структурные константы т'Хофта имеют вид:

$$T_{abc} = \frac{1}{6} \epsilon_{ijk} \epsilon_{mnl} (\lambda_a)_{im} (\lambda_b)_{jn} (\lambda_c)_{kl}, \quad (2)$$

где  $\lambda_a$  являются матрицами Гелл-Манна,  $a = 1, \dots, 8$ , и  $\lambda_0 = \sqrt{2/3}I$ . Нелокальные токи  $J(x)$  в (1) записываются в виде

$$J_{ch}^a(x) = \int d^4x_1 d^4x_2 f(x_1) f(x_2) \bar{q}(x-x_1) \Gamma_{ch}^a q(x+x_2), \quad (3)$$

где индекс  $ch = S, P$  означает псевдоскалярный или скалярный канал,  $\Gamma_S^a = \lambda^a$  для скалярного канала и  $\Gamma_P^a = i\gamma^5 \lambda^a$  для псевдоскалярного канала,  $f(x)$  – форм-фактор нело-

---

<sup>1</sup>В расчетах будет рассматриваться изоспиновый предел, когда  $m_{c,u} = m_{c,d} \neq m_{c,s}$ .

кального взаимодействия кварков. Следует отметить, что это не единственный способ построения нелокальной кварковой модели (см., например, модель конформированных кварков (МКК) [15, 16]).

В отличие от SU(2) модели бозонизация (1) не может быть точной в виду наличия взаимодействия т'Хофта. Один из возможных способов бозонизации был предложен в работе [17]. В результате действие в приближении стационарной фазы принимает вид:

$$Z = \int \mathcal{D}\sigma_a \mathcal{D}\pi_a \det \mathcal{A} \int \mathcal{D}S_a \mathcal{D}P_a \exp \left[ \int d^4x (\sigma_a S_a + \pi_a P_a) \right] \times \\ \times \exp \left\{ \int d^4x \left[ \frac{G}{2} (S_a S_a + P_a P_a) + \frac{H}{4} A_{abc} (S_a S_b S_c - 3S_a P_b P_c) \right] \right\}, \quad (4)$$

где оператор  $\mathcal{A}$  в импульсном пространстве, имеет вид:

$$A(p, p') = (-\hat{p} + \hat{m}_c)(2\pi)^4 \delta^{(4)}(p - p') + f(p) [\sigma_a(p - p') + i\gamma_5 \pi_a(p - p')] \lambda_a f(p'). \quad (5)$$

Если теперь проварьировать действие по полям  $\tilde{S}_a(\sigma_b(x), \pi_c(x))$  и  $\tilde{P}_a(\sigma_b(x), \pi_c(x))$ , то получим уравнения, связывающие наши вспомогательные поля и поля мезонов, а также уравнения на константы связи  $G$  и  $H$ . В результате можно получить зависимость массы кварка от импульса из уравнения щели на динамические массы кварков:

$$m(k^2)_i = m_{c,i} + m_{d,i} f^2(k^2). \quad (6)$$

$$m_{d,i} + G S_i + \frac{H}{2} S_j S_k = 0, \quad (7)$$

$$S_i = -8N_c \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{f^2(k^2) m_i(k^2)}{k^2 + m_i^2(k^2)}.$$

Зависимость массы кварка от виртуальности приводит к возникновению нелокальных вершинных функций взаимодействия кварков с внешними калибровочными полями. Введение калибровочного поля осуществляется за счет раздвижки кварковых полей и вставке Швингеровского фазового фактора  $E(x, y)$  [18]

$$q(y) \rightarrow Q(x, y) = E(x, y)q(y), \quad (8)$$

где

$$E(x, y) = \mathcal{P} \exp \left\{ i \int_x^y dz^\mu [\mathcal{V}_\mu^a(z) + \mathcal{A}_\mu^a(z) \gamma_5] T^a \right\}, \quad (9)$$

$\mathcal{V}_\mu^a$  и  $\mathcal{A}_\mu^a$  есть внешние векторное и аксиально-векторное поля соответственно, а  $T^a \equiv \lambda^a/2$ .

В результате такого преобразования кварковые токи принимают вид

$$J_{ch}^a(x) = \int d^4x_1 d^4x_2 f(x_1) f(x_2) \bar{Q}(x, x - x_1) \Gamma_{ch}^a Q(x + x_2, x), \quad (10)$$

а кинетическая часть дает обычное локальное взаимодействие с калибровочным полем.

$$\int d^4x d^4y \delta(x - y) \bar{Q}(x, z) i \hat{\partial}_y Q(z, y) \rightarrow \int d^4x d^4y \delta(x - y) \bar{q}(x) (i \hat{\partial}_y + \hat{V}(y) + \hat{A}(y) \gamma_5) q(y). \quad (11)$$

Слагаемые взаимодействия с нелокальным кварковым током дают добавочные нелокальные вершины, вид которых приводится в диссертации.

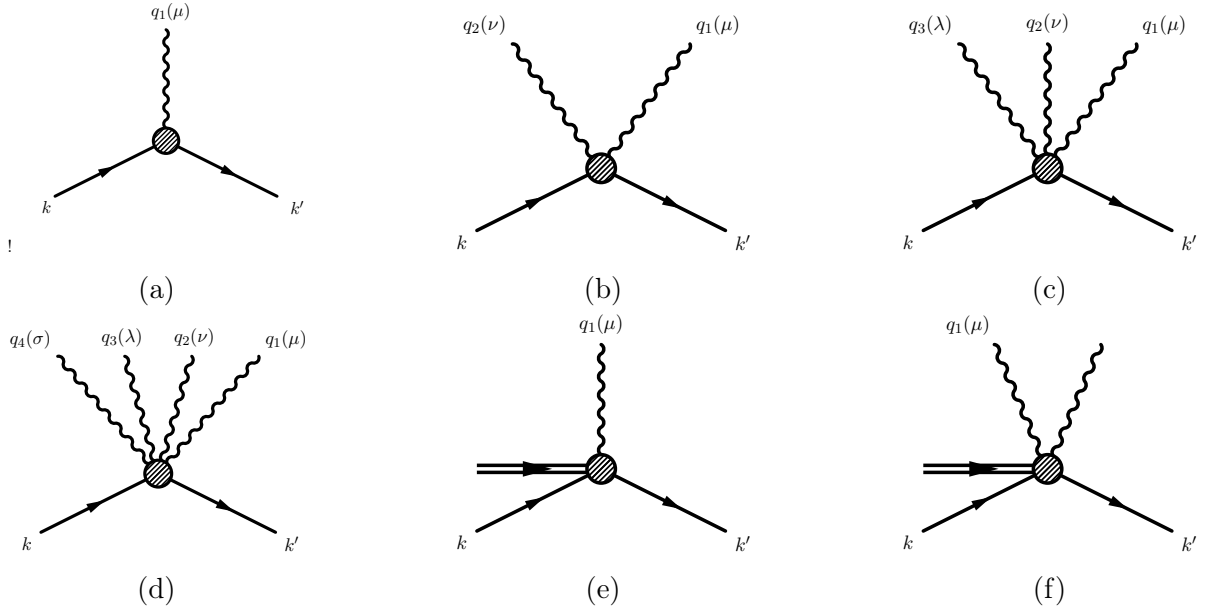


Рис. 1: Фейнмановские диаграммы, описывающие вершины взаимодействия кварк-антикварка с калибровочными полями и с мезоном.

При бозонизации действия можно построить нелокальные вершинные функции взаимодействия кварк-антикварка с мезоном и с любым числом внешних калибровочных полей (a-f).

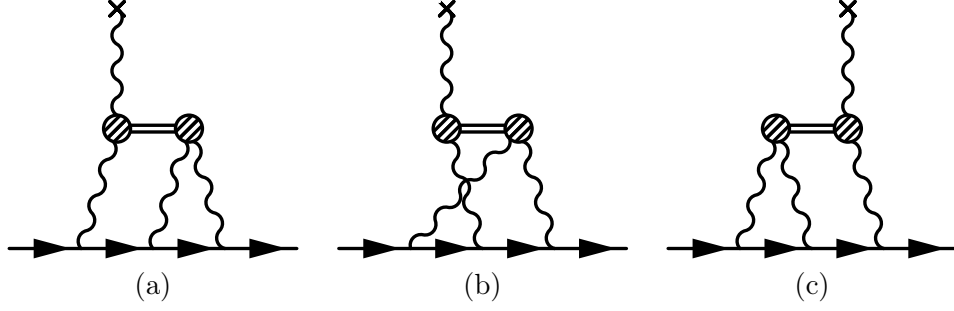


Рис. 2: Диаграммы, соответствующие вкладу в аномальный магнитный момент мюона процесса рассеяния света на свете с промежуточными мезонами.

Во Второй главе приводится вычисление вклада в аномальный магнитный момент, обусловленного промежуточным легким псевдоскалярным или скалярным мезонным состоянием (Рис. 2.).

Вершинную функцию, связанную с процессом рассеяния света на свете и взаимодействием электромагнитного поля с частицей со спином  $1/2$ , можно записать как

$$\begin{aligned}
& (-ie)\bar{u}(p')\widehat{\Gamma}_\rho(p', p)u(p) \equiv \langle \mu^-(p') | (ie)j_\rho(0) | \mu^-(p) \rangle = \\
& = \int \frac{d^4q_1}{(2\pi)^4} \int \frac{d^4q_2}{(2\pi)^4} \frac{(-i)^3}{q_1^2 q_2^2 (q_1 + q_2 - k)^2} \frac{i}{((p' + q_1)^2 - m^2)} \times \\
& \times \frac{i}{((p' - q_1 - q_2)^2 - m^2)} (-ie)^3 \bar{u}(p') \gamma^\mu (\widehat{p}' - \widehat{q}_1 + m) \times \\
& \times \gamma^\nu (\widehat{p}' - \widehat{q}_1 - \widehat{q}_2 + m) \gamma^\lambda u(p) (ie)^4 \Pi_{\mu\nu\lambda\rho}(q_1, q_2, k - q_1 - q_2),
\end{aligned} \tag{12}$$

где  $\Pi_{\mu\nu\lambda\rho}$  – тензор поляризации.

Вершинная функция в общем виде может быть записана через электрический  $F_1(k^2)$  и магнитный  $F_2(k^2)$  форм-факторы

$$\bar{u}(p')\widehat{\Gamma}_\rho(p', p)u(p) = \bar{u}(p') \left[ \gamma_\rho \widehat{F}_1(k^2) + \frac{i}{2m} \sigma_{\rho\tau} k^\tau \widehat{F}_2(k^2) \right] u(p). \tag{13}$$

АММ мюона извлекается с помощью проекции на магнитный форм-фактор спиновой частицы со спином  $1/2$  и взятия статического предела.

$$a_\mu^{\text{LbL}} = \frac{1}{48m_\mu} \text{Tr} ((\widehat{p} + m_\mu)[\gamma^\rho, \gamma^\sigma](\widehat{p} + m_\mu)\Gamma_{\rho\sigma}(p, p)), \tag{14}$$

где

$$\begin{aligned}
\Gamma_{\rho\sigma}(p', p) &= -ie^6 \int \frac{d^4 q_1}{(2\pi)^4} \int \frac{d^4 q_2}{(2\pi)^4} \frac{1}{q_1^2 q_2^2 (q_1 + q_2 - k)^2} \times \\
&\times \gamma^\mu \frac{\hat{p}' - \hat{q}_1 + m_\mu}{(p' - q_1)^2 - m_\mu^2} \gamma^\nu \frac{\hat{p} - \hat{q}_1 - \hat{q}_2 + m_\mu}{(p - q_1 - q_2)^2 - m_\mu^2} \gamma^\lambda \times \\
&\times \frac{\partial}{\partial k^\rho} \Pi_{\mu\nu\lambda\sigma}(q_1, q_2, k - q_1 - q_2),
\end{aligned} \tag{15}$$

$m_\mu$  - масса мюона,  $k_\mu = (p' - p)_\mu$ .

В общем виде производную от тензора поляризации для рассеяния света на свете с промежуточным мезоном можно записать в виде:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial k^\rho} \Pi^{\mu\nu\lambda\sigma}(q_1, q_2, k - q_1 - q_2) &= \\
&i \frac{\Delta^{\mu\nu}(q_1 + q_2, q_1, q_2)}{(q_1 + q_2)^2 - M^2} \frac{\partial}{\partial k^\rho} \Delta^{\lambda\sigma}(q_1 + q_2, -q_1 - q_2, -k) \\
&+ i \frac{\Delta^{\nu\lambda}(-q_1, q_2, -q_1 - q_2)}{q_1^2 - M^2} \frac{\partial}{\partial k^\rho} \Delta^{\mu\sigma}(-q_1, q_1, -k) \\
&+ i \frac{\Delta^{\mu\lambda}(-q_2, q_1, -q_1 - q_2)}{q_2^2 - M^2} \frac{\partial}{\partial k^\rho} \Delta^{\nu\sigma}(-q_2, q_2, -k) + O(k),
\end{aligned} \tag{16}$$

где  $M$  - масса промежуточного мезона и  $\Delta^{\mu\nu}(q_1, q_2, q_3)$  - вершинная функция перехода мезона в два фотона. При рассмотрении процесса рассеяния света на свете (LbL) с промежуточными мезонными состояниями важно правильно учесть то, что мезон не лежит на массовой поверхности и является виртуальным. Для выражения (15) это означает, что функции  $\Delta^{\mu\nu}(q_1, q_2, q_3)$  должны зависеть от всех кинематических инвариантов  $q_1^2, q_2^2, q_3^2$ .

Вклад LbL с промежуточными мезонами может быть записан в виде:

$$\begin{aligned}
a_\mu^{\text{HLbL,S,PS}} &= -\frac{2\alpha^3}{3\pi^2} \int_0^\infty dQ_1^2 \int_0^\infty dQ_2^2 \int_{-1}^1 dt \sqrt{1-t^2} \frac{1}{Q_3^2} \sum_M \left[ 2 \frac{\mathcal{N}_1^M(Q_1^2, Q_2^2, Q_3^2)}{Q_2^2 + M_M^2} + \frac{\mathcal{N}_2^M(Q_1^2, Q_3^2, Q_2^2)}{(Q_3^2 + M_M^2)} \right], \\
\mathcal{N}_{1,2}^{PS}(Q_1^2, Q_2^2, Q_3^2) &= F_{PS^*\gamma^*\gamma^*}(Q_2^2; Q_2^2, 0) \times F_{PS^*\gamma^*\gamma^*}(Q_2^2; Q_1^2, Q_3^2) \text{Ts}_{1,2}, \\
\mathcal{N}_{1,2}^S(Q_1^2, Q_2^2, Q_3^2) &= A_{S^*\gamma^*\gamma^*}(Q_2^2; Q_2^2, 0) \times \left( A_{S^*\gamma^*\gamma^*}(Q_2^2; Q_1^2, Q_3^2) \text{Ts}_{1,2}^{\text{AA}} \right. \\
&\quad \left. + \frac{1}{2} B_{S^*\gamma^*\gamma^*}(Q_2^2; Q_1^2, Q_3^2) \text{Ts}_{1,2}^{\text{AB}} \right),
\end{aligned} \tag{17}$$

где  $Q_3 = -(Q_1 + Q_2)$ ,  $t = (Q_1 Q_2) / (|Q_1| |Q_2|)$ . Кинематические факторы  $\text{Ts}_{1,2}$  и  $\text{Ts}_{1,2}$  получены после усреднения по направлению импульса мюона  $p$  [19, 27]. F, A, B - переходные

форм-факторы для псевдоскалярного и скалярного мезонов.

Нами рассмотрен полный набор диаграмм в лидирующем порядке разложения по обратному числу цветов  $N_c$ , которые включают контактные вклады и вклады с промежуточными псевдоскалярными ( $\pi$ ,  $\eta$ ,  $\eta'$ ) и скалярными состояниями ( $\sigma$ ,  $a_0(980)$ ,  $f_0(980)$ )

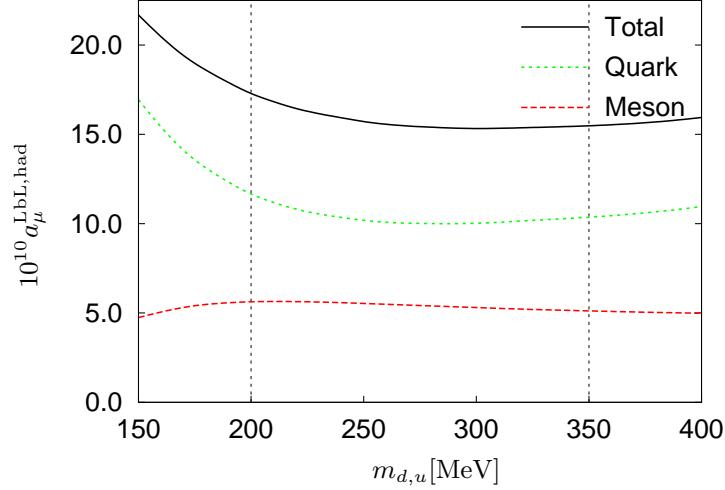


Рис. 3: Полный вклад от процесса рассеяния света на свете в нелокальной кварковой модели. Приведенные кривые показывают зависимость контактного и мезонного вкладов от динамической массы кварка.

**В Третьей главе** приводится описание вычисления вклада от процесса рассеяния света на свете с контактным типом диаграмм. В рамках нелокальной кварковой модели имеется существенное отличие на диаграммном уровне от локальной реализации модели. Нелокальное взаимодействие генерирует многофотонные вершины взаимодействия кварков с внешними калибровочными полями, которые образуют добавочные диаграммы.

В работе были рассмотрены все топологически отличные вклады в АММ мюона (Рис. 4.) в лидирующем порядке разложения по  $1/N_c$ .

Для вычисления вклада в АММ мюона мы нашли производную от поляризационного четырех-фотонного тензора:

$$J_{\sigma\rho}^{\mu\nu\lambda} = \frac{\partial}{\partial \Delta_\rho} \Pi_\sigma^{\mu\nu\lambda}(\Delta, q_1, q_2, q_3) \Big|_{\Delta=0} .$$

В рамках расчетов было получено, что для нелокальной модели наиболее целесообразным, с точки зрения машинного времени и точности, представляется аналитическое вычисление производной от каждой поддиаграммы с учетом их проекции на АММ мюона. Вычисление

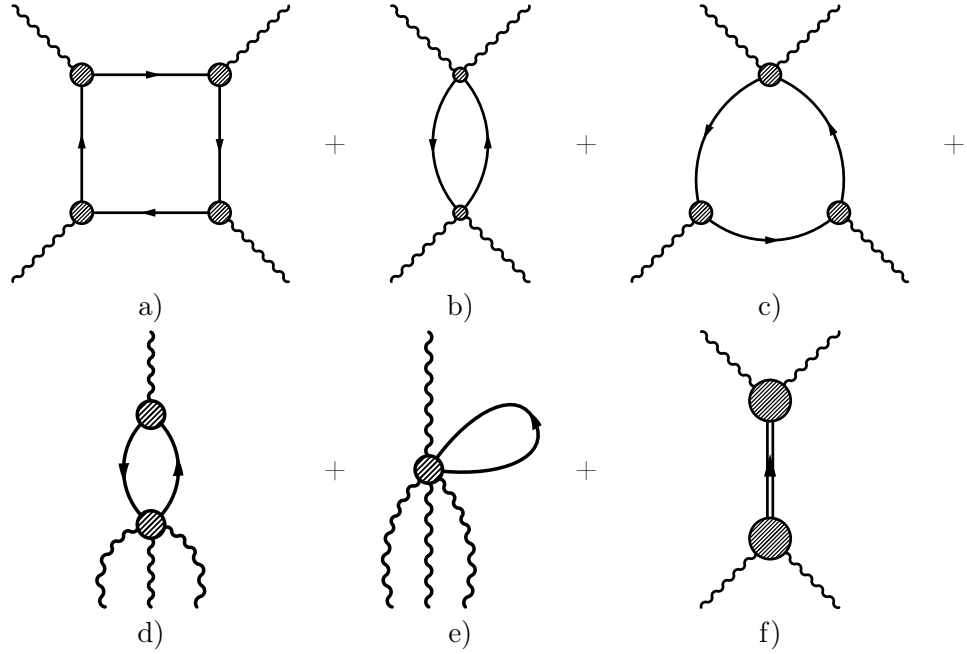


Рис. 4: Диаграммы процесса рассеяния света на свете в нелокальной кварковой модели.

коэффициентов при калибровочно инвариантных структурах поляризационного оператора в общем виде в рамках данного подхода является нецелесообразным из-за большого количества диаграмм и сложности аналитического или полуаналитического подхода.

В качестве проверки вычислений использовался тот факт, что кварковый бокс в локальном пределе должен воспроизводить известные результаты, вычисленные в квантовой электродинамике [19, 20].

Модельная ошибка в предсказании вклада оценивается как разброс вклада в АММ мюона в промежутке динамической массы кварка 200-350 МэВ. Для динамической массы кварка 300 МэВ величину контактного вклада можно представить в виде:

$$a^{LbL;contact} = [+15.7 - 13.1 + 7.5] \times 10^{-10} = 10.1 \times 10^{-10},$$

где первое слагаемое задает величину локального вклада, второе слагаемое дает диаграмма с нелокальными вершинами взаимодействия кварков с одним фотоном, и третье слагаемое соответствует всем оставшимся диаграммам.

Полученный результат указывает на то, что в случае модели с учетом динамической массы кварка, вклад от контактных диаграмм не является подавленным. В этом состоит отличие от подходов, основанных на моделях векторной доминантности, в кото-

рых такие вклады отсутствуют.

Group	Model	$a_{\mu}^{LbL}(\pi^0)$	$a_{\mu}^{LbL}$ (q-loop)
Bijnens, Prades, Pallante [24, 25]	ENJL	5.9(1.1)	2.1(0.3)
Hayakawa, Kinoshita [22]	HLS	5.7(0.4)	9.7(11.1)
HK and Sanda [23, 21]			
Knecht and Nyffeler [26]	LMD+V	5.8(1)	—
Melnikov and Vainshtein [28]	LMD+V	7.7(0.5)	—
Dorokhov and Broniowski [27]	$N\chi QM$	6.5(0.2)	—
Nyffeler [29]	LMD+V	7.2(1.2)	—
Goecke, Fischer, Williams [30]	DSE	5.8(1.0)	13.6(5.9)
Our results	$N\chi QM$	5.01(0.37)	10.1(0.5)

Таблица 1: Результаты вклада в АММ мюона для контактного и пионного вкладов от рассеяния света на свете в различных моделях. Все числа имеют фактор равный  $10^{-10}$ .

В Таблице 1 приведены вклады от процесса рассеяния света на свете в АММ мюона в различных подходах. В части моделей вклад от контактной диаграммы не найден. В диссертации подробно обсуждается, как можно объяснить разницу между вкладами, полученными в рамках различных подходов.

В итоге суммарный вклад от LbL процесса в АММ мюона составляет:

$$a_{\mu}^{LbL} = 16.8 \pm (1.2) \cdot 10^{-10}; \quad (18)$$

что приводит к уменьшению разницы теоретического предсказания в рамках Стандартной модели (с описанием в нелокальной кварковой модели) и экспериментальной величины до уровня 3-х стандартных отклонений.

**В заключении** сформулированы **основные результаты работы**, полученные в диссертации:

1. Получены вершинные функции взаимодействия кварк-антикварка с внешним калибровочным полем вплоть до случая взаимодействия с четырьмя фотонами.
2. Получен явный вид переходного форм-фактора в два виртуальных фотона для случая легких скалярных и псевдоскалярных мезонов.
3. Вычислен вклад в аномальный магнитный момент мюона от процесса рассеяния света на свете с промежуточными легкими скалярными и псевдоскалярными резонансами

в рамках нелокальной кварковой модели  $a_{\mu}^{LbL,S+PS} = (6.25 \pm 0.83) \cdot 10^{-10}$ . Полученная величина в полтора раза меньше результатов, приведенных другими группами [22, 26, 28, 30]. Данный факт объясняется тем, что была полностью учтена кинетическая зависимость промежуточного виртуального состояния, лежащего вне массовой поверхности.

4. Вычислен вклад в аномальный магнитный момент мюона для контактных диаграмм в рамках нелокальной кварковой модели. Величина вклада от данного процесса составила  $a_{\mu}^{LbL;contact} = 10.1 \cdot 10^{-10}$ . В результате полный вклад в АММ мюона от LbL процесса в рамках нелокальной модели равен  $a_{\mu}^{LbL} = 16.8(1.2) \cdot 10^{-10}$ . В сумме с остальными вкладами, подсчитанными в Стандартной модели, этот результат дает отличие предсказаний теории от экспериментальных данных менее трех стандартных отклонений.

## Публикации автора по теме диссертации

- [1] A.E. Dorokhov, A.E. Radzhabov, A.S. Zhevlakov. The pseudoscalar hadronic channel contribution of the light-by-light process to the muon ( $g - 2$ ) within the nonlocal chiral quark model. // Eur.Phys.J.C. — 2011. — Vol.71. — p.1702.
- [2] A.E. Dorokhov, A.E. Radzhabov, A.S. Zhevlakov. The Light-by-Light Contribution to the Muon ( $g-2$ ) from Lightest Pseudoscalar and Scalar Mesons within Nonlocal Chiral Quark Model. // Eur.Phys.J.C. — 2012. — Vol.72. — p.2227.
- [3] A.E. Dorokhov, A.E. Radzhabov, A.S. Zhevlakov. Hadronic contribution to the muon anomalous magnetic moment ( $g-2$ ) mu due to light-by-light scattering in a nonlocal quark model. // Известия Вузов. Физика. Томск. — 2010. — Т.6.
- [4] A.E. Dorokhov, A.E. Radzhabov, A.S. Zhevlakov. Calculation of Hadronic Contribution to the Anomalous Magnetic Momentum of Muon ( $g-2$ ) from Light by Light Scattering Diagram in Nonlocal Chiral Quark Model. // Phys.Part. Nucl. Lett. — 2011. — Т.8. — p.768.

- [5] A.E. Dorokhov, A.E. Radzhabov, A.S. Zhevlakov. Light-by-light contribution to the  $(g-2)$  of muon from pseudoscalar channel in the nonlocal  $SU(3)\times SU(3)$  quark model.// Nucl.Phys.Proc.Suppl. — 2011. — Vol.219-220. — p.267-270.
- [6] A.E. Dorokhov, A.E. Radzhabov, A.S. Zhevlakov. The light-by-light contribution to the  $(g-2)$  of muon from lightest pseudoscalar and scalar mesons within nonlocal chiral quark model.// Nucl.Phys.Proc.Suppl. — 2012. — Vol.225-227. — p.273-276.
- [7] A.E. Dorokhov, A.E. Radzhabov, A.S. Zhevlakov. Pseudoscalar meson transition form factors in nonperturbative QCD approach.// Nucl.Phys.Proc.Suppl. — 2012. — Vol.225-227. — p.141.
- [8] A.E. Dorokhov, A.E. Radzhabov, A.S. Zhevlakov. The muon anomaly and  $\pi^0$ light-by-light contribution. Estimation of the value and error band in nonlocal chiral quark model.// Nucl.Phys.Proc.Suppl. — 2012. — Vol.225-227. — p.298-300.
- [9] A.E. Dorokhov, A.E. Radzhabov, A.S. Zhevlakov. Status of the lepton  $g-2$  and effects of hadronic corrections. // JETP Letters. — 2014. — Vol.100.
- [10] A.E. Dorokhov, A.E. Radzhabov, A.S. Zhevlakov. The meson-exchange induced light-by-light contribution to  $(g-2)_\mu$  within the nonlocal chiral quark model. // Acta.Phys.Polon.Supp. — 2013. — Vol.6. — p.157-164.
- [11] A.E. Dorokhov, A.E. Radzhabov, A.S. Zhevlakov. Scalar mesons LbL contribution to the  $(g-2)$  of muon in  $N\chi$ QM. // PoS Baldin-ISHEPP-XXI. — 2012. — Vol.063

## Список цитируемой литературы

- [12] A. Scarpettini. Light pseudoscalar mesons in a nonlocal  $SU(3)$  chiral quark model./ A. Scarpettini, D. Gomez Dumm and N. N. Scoccola.// Phys. Rev. D. — 2004. — Vol.69. — p.114018.
- [13] I. V. Anikin. Pion structure in the instanton liquid model./ I. V. Anikin, A. E. Dorokhov and L. Tomio.// Phys. Part. Nucl. — 2000. — Vol.31. — p.509.
- [14] G. 't Hooft. Symmetry Breaking Through Bell-Jackiw Anomalies.// Phys. Rev. Lett. — 1976. — Vol.37. — p.8.

- [15] Г.В. Ефимов, М.А. Иванов. Физика легких мезонов в кварковой модели с конфайнментом. // ЭЧАЯ. — 1989. — Т.20. — p.1129. (1989).
- [16] G. V. Efimov, M. A. Ivanov. The quark confinement model of hadrons. // Bristol: IOP. — 1993.
- [17] H. Reinhardt and R. Alkofer. Instanton Induced Flavor Mixing in Mesons. // Phys. Lett. B. — 1998. — Vol.207. — p.482.
- [18] J. Terning. Gauging nonlocal Lagrangians. // Phys. Rev. D. — 1991. — Vol.44. — p.887.
- [19] F. Jegerlehner and A. Nyffeler, The Muon  $g-2$ . // Phys. Rept. — 2009. — Vol.477. — p.1.
- [20] F. Jegerlehner. The anomalous magnetic moment of the muon. // Springer Tracts Mod. Phys. — 2008. — Vol.226. — p.1.
- [21] M. Hayakawa. Comment on the hadronic effect in muon  $g-2$ : Low-energy behavior of  $V0 - \pi^+$  scattering. // Phys. Rev. D. — 1996. — Vol.54. — p.6586.
- [22] M. Hayakawa and T. Kinoshita. Pseudoscalar pole terms in the hadronic light by light scattering contribution to muon  $g - 2$ . // Phys. Rev. D. — 1998. — Vol.57. — p.465. // Erratum-Phys. Rev. D. — 2002. — Vol.66. — p.019902.
- [23] M. Hayakawa. Hadronic Light By Light Scattering Effect On Muon  $G-2$ . / M. Hayakawa, T. Kinoshita and A.I. Sanda. // Phys. Rev. Lett. — 1995. — Vol.75. — p.790.
- [24] J. Bijnens, E. Pallante and J. Prades, “Hadronic light by light contributions to the muon  $g-2$  in the large  $N(c)$  limit,” Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 1447 [Erratum-ibid. **75** (1995) 3781]
- [25] J. Bijnens. Analysis of the hadronic light by light contributions to the muon  $g-2$ . / J. Bijnens, E. Pallante and J. Prades. // Nucl. Phys. B. — 1996. — Vol.474. — p.379.
- [26] M. Knecht, A. Nyffeler. Hadronic light-by-light corrections to the muon  $g-2$ : The pion-pole contribution. // Phys. Rev. D. — 2002. — Vol.65. — p.073034.
- [27] A. E. Dorokhov, W. Broniowski. Pion pole light-by-light contribution to  $g-2$  of the muon in a nonlocal chiral quark model. // Phys. Rev. D. — 2008. — Vol.78 — p.073011.

- [28] K. Melnikov, A. Vainshtein. Hadronic light-by-light scattering contribution to the muon anomalous magnetic moment revisited. // Phys. Rev. D. — Vol.70. — p.113006.
- [29] A. Nyffeler. Hadronic Light-by-Light Scattering Contribution to the Muon  $g-2$ . Chin. Phys. C. — 2010. — Vol.34. — p.705. [arXiv:1001.3970 [hep-ph]].
- [30] T. Goecke. Hadronic light-by-light scattering in the muon  $g-2$ : a Dyson-Schwinger equation approach./ T. Goecke, C. S. Fischer and R. Williams. // Phys. Rev. D. — 2011. — Vol.83 — p.094006. / Erratum. // Phys. Rev. D. — 2012. — Vol.86. — p.099901.