Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

П. М. Лавров, П. Ю. Мошин, Условия унитарности физической S -матрицы в схеме БЛТ-квантования, *ТМФ*, 1997, том 111, номер 1, 44–62

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf989>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.209.158.208

26 апреля 2023 г., 14:22:02

П. М. Лавров*, П. Ю. Мошин*

УСЛОВИЯ УНИТАРНОСТИ ФИЗИЧЕСКОЙ S-МАТРИЦЫ В СХЕМЕ БЛТ-КВАНТОВАНИЯ

В методе квантования Баталина–Лаврова–Тютиня (БЛТ) изучена структура пространства асимптотических состояний произвольной калибровочной теории (при отсутствии аномалий). Сформулированы условия унитарности физической S -матрицы.

1. ВВЕДЕНИЕ

Большинство современных теоретико-полевых моделей формулируется в терминах калибровочных теорий. Явно ковариантное квантование калибровочных теорий осуществляется в рамках лагранжева формализма с использованием метода функционального интеграла. Эти подходы можно разделить на два класса в зависимости от того, лежит ли в основе квантования калибровочных теорий принцип инвариантности относительно преобразований симметрии Бекки–Рюэ–Стора–Тютиня (БРСТ) [1, 2] или правила квантования основаны на реализации принципа инвариантности относительно преобразований расширенной БРСТ-симметрии, включающих, помимо БРСТ-преобразований, еще и так называемые анти-БРСТ-преобразования [3, 4].

Для произвольных калибровочных теорий (калибровочных теорий общего вида) принцип БРСТ-симметрии впервые был реализован в хорошо известной в настоящее время схеме квантования Баталина–Вилковского (БВ) [5]. Этот же принцип лежит в основе недавно открытого метода суперполевого квантования калибровочных теорий общего вида [6].

В работах [7] была предложена схема БЛТ-квантования калибровочных теорий общего вида, в которой явно реализована расширенная БРСТ-симметрия. Заметим, что принцип инвариантности относительно расширенной БРСТ-симметрии положен также в основу схемы суперполевого квантования калибровочных теорий общего вида, предложенной недавно в работах [8].

Среди целого ряда вопросов, возникающих при квантовании калибровочных теорий в лагранжевом формализме, две проблемы имеют принципиальное значение. Это прежде всего проблема унитарности теории. Вторым вопросом является зависимость теории от выбора калибровки. Эти проблемы имеют давнюю историю и в квантовой теории

*Томский государственный педагогический университет

калибровочных полей в четко сформулированном виде поставлены в работах Фейнмана [9] (проблема унитарности) и Джекива [10] (зависимость от калибровки).

Проблема зависимости от выбора калибровки в теориях янг-миллсовского типа подробно изучена в работах [11–13], а для калибровочных теорий общего вида в схеме БВ-квантования – в [14, 15]. В работах [14, 15] доказаны общие теоремы о калибровочной зависимости неперенормированных и перенормированных функций Грина и S -матрицы для калибровочных теорий общего вида в произвольных калибровках. Сами теоремы доказаны в рамках общих предположений об отсутствии аномалий, использовании петлевых разложений и существовании регуляризации, не нарушающей тождеств Уорда. Для неперенормированных функций Грина и S -матрицы зависимость от калибровки в схеме БЛТ-квантования была изучена в работе [16].

Для теорий янг-миллсовского типа с глобальной БРСТ-симметрией проблема унитарности была эффективно проанализирована в работе Куго и Оджимы [17] в рамках открытого ими формализма, основанного на анализе физического подпространства $\mathcal{V}_{\text{phys}}$ в полном пространстве состояний $\mathcal{V}$. Выделение подпространства $\mathcal{V}_{\text{phys}} \equiv \{|\text{phys}\rangle\}$ осуществляется с помощью оператора $\hat{Q}_{\text{БРСТ}}$ ($\hat{Q}_{\text{БРСТ}}^\dagger = \hat{Q}_{\text{БРСТ}}$):

$$\hat{Q}_{\text{БРСТ}}|\text{phys}\rangle = 0, \quad (1.1)$$

являющегося генератором преобразований БРСТ-симметрии и обладающего важным свойством нильпотентности

$$\hat{Q}_{\text{БРСТ}}^2 = 0. \quad (1.2)$$

Для калибровочных теорий общего вида алгебра БРСТ-преобразований в общем случае не замкнута (и присутствуют слагаемые, пропорциональные экстремалам), тем не менее и для таких теорий можно доказать (в предположении отсутствия аномалий), что соответствующий оператор $\hat{Q}_{\text{БРСТ}}$ обладает свойством нильпотентности [18]. Таким образом, можно считать, что в схеме БВ-квантования нетеровский оператор $\hat{Q}_{\text{БРСТ}}$ удовлетворяет (1.2) и формализм Куго–Оджимы, открытый для теорий янг-миллсовского типа, применим к анализу проблемы унитарности для калибровочных теорий общего вида.

Заметим, что сама по себе нильпотентность оператора $\hat{Q}_{\text{БРСТ}}$ не обеспечивает в общем случае унитарности физической S -матрицы и требуется более детальная проверка выполнения физических условий, обеспечивающих унитарность теории (подробнее см. в [19]). С этой целью напомним кратко основные результаты анализа проблемы унитарности в рамках формализма Куго–Оджимы.

Прежде всего отметим, что условие (1.1) и эрмитовость гамильтониана ($\hat{H}^\dagger = \hat{H}$) обеспечивают инвариантность физического подпространства относительно эволюции во времени ($S\mathcal{V}_{\text{phys}} = S^{-1}\mathcal{V}_{\text{phys}} = \mathcal{V}_{\text{phys}}$). Анализ условий унитарности основан на изучении представлений алгебры операторов $\hat{Q}_{\text{БРСТ}}$ и гостовского числа $i\hat{Q}_C$ ($[\hat{Q}_C, \hat{H}] = 0$), для которой нетривиальным является лишь следующий коммутатор $[i\hat{Q}_C, \hat{Q}_{\text{БРСТ}}] = \hat{Q}_{\text{БРСТ}}$, на пространстве асимптотических состояний $\mathcal{V}$ с индефинитным скалярным произведением $\langle | \rangle$.

Пространство состояний в общем случае представимо [20] в виде прямой суммы взаимно ортогональных комплексов состояний БРСТ-синглетов и квартетов, введенных

в [17]. По определению БРСТ-синглеты вводятся как векторы $|k, N\rangle$ ($i\widehat{Q}_C|k, N\rangle = N|k, N\rangle$) из физического подпространства $\mathcal{V}_{\text{phys}}$, не представимые в виде $|k, N\rangle = \widehat{Q}_{\text{БРСТ}}|*\rangle$ ни для какого состояния $|*\rangle$. Здесь символом k обозначен набор всех квантовых (кроме гостовского) чисел, определяющих состояние. При этом БРСТ-синглеты, принадлежащие подпространству состояний с положительным квадратом нормы (откуда следует $N = 0$), отождествляются с физическими состояниями (следует отметить, что одного условия $N = 0$ недостаточно, чтобы обеспечить в общем случае положительную определенность квадрата нормы на подпространстве состояний БРСТ-синглетов). Если же $N \neq 0$, то такие БРСТ-синглеты имеют нулевую норму и образуют пары $(|k, -N\rangle, |k, N\rangle)$ с отличным от нуля скалярным произведением $\langle k, -N | k, N \rangle = 1$ (заметим, что при наличии одночастичных парных БРСТ-синглетов в физическом подпространстве теории всегда присутствуют состояния с отрицательным квадратом нормы). Наконец, состояния $(|k, N\rangle, |k, -N\rangle, |k, N+1\rangle, |k, -(N+1)\rangle)$ такие, что

$$\begin{aligned} |k, N+1\rangle &= \widehat{Q}_{\text{БРСТ}}|k, N\rangle, & |k, -N\rangle &= \widehat{Q}_{\text{БРСТ}}|k, -(N+1)\rangle, \\ \langle k, -(N+1) | k, N+1 \rangle &= \langle k, -N | k, N \rangle = 1 \end{aligned}$$

образуют квартет.

В [17] открыт общий механизм, названный квартетным, в силу которого при условии, что все БРСТ-синглеты в подпространстве одночастичных состояний полного фокковского пространства $\mathcal{V}$ являются истинными, любые состояния из физического подпространства, содержащие частицы квартетов, имеют нулевую норму. Отметим здесь также работу [21], в которой дано другое (основанное на реализации $\mathcal{V}$ как пространства Крейна), но эквивалентное приведенному в [17], доказательство этого утверждения.

В этой связи требование положительной определенности квадрата нормы одночастичных БРСТ-синглетов теории (и, следовательно, отсутствия в подпространстве одночастичных состояний парных БРСТ-синглетов), гарантирующее положительную полуопределенность $\langle | \rangle$ в $\mathcal{V}_{\text{phys}}$ ($\mathcal{V}_{\text{phys}} \ni |\psi\rangle : \langle \psi | \psi \rangle \geq 0$), выступает в [17] как условие унитарности физической S -матрицы в гильбертовом пространстве H_{phys} :

$$H_{\text{phys}} = \overline{\mathcal{V}_{\text{phys}}/\mathcal{V}_0}, \quad \mathcal{V}_0 = \{|\chi\rangle \in \mathcal{V}_{\text{phys}} : \langle \chi | \chi \rangle = 0\}, \quad \mathcal{V}_{\text{phys}} \perp \mathcal{V}_0, \quad (1.3)$$

с положительно-определенным скалярным произведением.

В настоящей работе условия унитарности физической S -матрицы произвольной (при отсутствии аномалий) калибровочной теории изучены в формализме БЛТ-квантования. При этом структура пространства асимптотических состояний проанализирована на основе представлений алгебры операторов $\widehat{Q}^a, i\widehat{Q}_C$. Здесь $\widehat{Q}^a$ – дублет операторов скалярных нетеровских зарядов, являющихся генераторами преобразований расширенной БРСТ-симметрии (их свойства обсуждаются в приложении).

При анализе условий физической унитарности мы используем такие общие предположения, как невырожденность индефинитного скалярного произведения $\langle | \rangle$, отсутствие спонтанного нарушения симметрии ($\widehat{Q}^a|0\rangle = \widehat{Q}_C|0\rangle = 0$), асимптотическая полнота пространства состояний $\mathcal{V}$.

2. СТРУКТУРА ПРОСТРАНСТВА АСИМПТОТИЧЕСКИХ СОСТОЯНИЙ

Рассмотрим представление алгебры

$$[\hat{Q}^a, \hat{Q}^b]_+ = 0, \quad [i\hat{Q}_C, \hat{Q}^a] = -(-1)^a \hat{Q}^a \quad (2.1)$$

операторов $\hat{L} = (\hat{Q}^a, \hat{Q}_C)$ на векторном пространстве $\mathcal{V}$ состояний с невырожденным индефинитным скалярным произведением $\langle | \rangle$

$$\begin{aligned} \hat{L}\mathcal{V} \subset \mathcal{V}, \quad \langle \Psi | \hat{L}\Phi \rangle &= \langle \hat{L}^\dagger \Psi | \Phi \rangle, \quad |\Psi\rangle, |\Phi\rangle \in \mathcal{V}, \\ (\hat{Q}^a)^\dagger &= -(-1)^a \hat{Q}^a, \quad (\hat{Q}_C)^\dagger = \hat{Q}_C. \end{aligned} \quad (2.2)$$

Покажем, что в общем случае пространство $\mathcal{V}$ представления алгебры (2.1) разлагается в прямую сумму

$$\mathcal{V} = \bigoplus_n \mathcal{V}_n, \quad \hat{L}\mathcal{V}_n \subset \mathcal{V}_n, \quad \mathcal{V}_n \cap \mathcal{V}_{n'} = \emptyset, \quad n \neq n', \quad (2.3)$$

где подпространства $\mathcal{V}_n$ включают в себя следующие комплексы состояний:

истинные БРСТ-анти-БРСТ-синглеты (физические состояния), (2.4а)

парные БРСТ-анти-БРСТ-синглеты, (2.4б)

БРСТ-квартеты, (2.4в)

анти-БРСТ-квартеты, (2.4г)

БРСТ-анти-БРСТ-квартеты, (2.4д)

БРСТ-анти-БРСТ-секстеты, (2.4е)

БРСТ-анти-БРСТ-октеты. (2.4ж)

Здесь все комплексы состояний, за исключением комплексов состояний в общем случае (2.4е), реализуют представления алгебры (2.1). В этой связи отметим, что хотя множество состояний всех комплексов (2.4е) по построению инвариантно относительно действия операторов $\hat{L}$, тем не менее произвольный комплекс из этого множества в общем случае не является представлением алгебры (2.1).

При построении представлений алгебры (2.1) мы будем последовательно выделять в $\mathcal{V}$ не пересекающиеся между собой подпространства, инвариантные относительно действия операторов $\hat{L}$ и обладающие невырожденным скалярным произведением. Базисные элементы в каждом из таких подпространств мы ортогонализуем по отношению к остальным векторам базиса в $\mathcal{V}$, линейная оболочка которых, в свою очередь, также образует некоторое подпространство представления с невырожденным скалярным произведением.

Чтобы построить базис представления (2.3), (2.4) в явном виде, заметим, что для произвольного состояния $|\Phi\rangle$ справедливо одно из следующих условий:

$$\frac{1}{2}\varepsilon_{ab}\hat{Q}^a\hat{Q}^b|\Phi\rangle \neq 0, \quad (2.5)$$

$$\frac{1}{2}\varepsilon_{ab}\hat{Q}^a\hat{Q}^b|\Phi\rangle = 0. \quad (2.6)$$

В (2.5), (2.6) ε_{ab} — инвариантный тензор $Sp(2)$ -группы, т.е. постоянный антисимметричный тензор 2-го ранга, нормированный условием $\varepsilon_{12} = -1$.

Если некоторое состояние $|\phi_{(k,N)}\rangle \in \mathcal{V}$ ($i\hat{Q}_C|\phi_{(k,N)}\rangle = N|\phi_{(k,N)}\rangle$) удовлетворяет условию (2.5), то в силу (2.1) существует набор линейно независимых состояний

$$|\phi_{(k,N)}\rangle, \quad \hat{Q}^a|\phi_{(k,N)}\rangle, \quad \frac{1}{2}\varepsilon_{ab}\hat{Q}^a\hat{Q}^b|\phi_{(k,N)}\rangle, \quad (2.7)$$

образующих базис 4-мерного представления алгебры (2.1). При этом состояния

$$\hat{Q}^a|\phi_{(k,N)}\rangle, \quad \frac{1}{2}\varepsilon_{ab}\hat{Q}^a\hat{Q}^b|\phi_{(k,N)}\rangle$$

имеют, очевидно, нулевую норму. В частности, для состояния $|k, N\rangle \equiv \frac{1}{2}\varepsilon_{ab}\hat{Q}^a\hat{Q}^b \times |\phi_{(k,N)}\rangle$

$$\langle k, N | k, N \rangle = 0. \quad (2.8)$$

Вследствие невырожденности скалярного произведения для произвольного состояния $|k, N\rangle$ с нулевой нормой (2.8) найдется некоторое состояние $|k, -N\rangle$ такое, что

$$\langle k, -N | k, N \rangle = 1, \quad (2.9)$$

при этом состояния $|k, N\rangle, |k, -N\rangle$, удовлетворяющие (2.8), (2.9), очевидно, линейно независимы и могут рассматриваться в качестве базисных векторов в $\mathcal{V}$.

Если для вектора $|k, N\rangle$ с нулевой нормой существуют линейно независимые векторы со свойствами (2.9), то в подпространстве таких состояний ($|k, -N\rangle, \{|l, -N\rangle\}$) всегда можно выбрать базис ($|k, -N\rangle, \{|\overline{l, -N}\rangle \equiv |l, -N\rangle - |k, -N\rangle\}$) такой, что $\langle \overline{l, -N} | k, N \rangle = 0$. Аналогично можно установить, что если для выбранного вектора $|k, -N\rangle$ существуют линейно независимые векторы ($|k, N\rangle, \{|m, N\rangle\}$) со свойствами

$$\langle k, N | k, N \rangle = 0, \quad \langle k, -N | k, N \rangle = 1, \quad \langle k, N | m, N \rangle = 0, \quad \langle k, -N | m, N \rangle = 1 \quad \forall m,$$

то можно перейти к эквивалентному набору линейно независимых состояний $|\overline{k, N}\rangle, \{|\overline{m, N}\rangle\}$

$$\langle \overline{k, N} | \overline{k, N} \rangle = 0, \quad \langle k, -N | \overline{k, N} \rangle = 1, \quad \langle \overline{k, N} | \overline{m, N} \rangle = 0, \quad \langle k, -N | \overline{m, N} \rangle = 0 \quad \forall m,$$

полагая, например, что

$$|\overline{k, N}\rangle = |k, N\rangle, \quad |\overline{m, N}\rangle = |m, N\rangle - |k, N\rangle \quad \forall m.$$

Таким образом, надлежащим выбором базиса в произвольном подпространстве, содержащем пару $|k, N\rangle, |k, -N\rangle$, удовлетворяющую уравнениям (2.8), (2.9), эти состояния всегда могут быть ортогонализированы по отношению к остальным базисным векторам этого подпространства.

Итак, можно утверждать, что, помимо состояний (2.7), существует набор из линейно независимых состояний

$$|\bar{\phi}_{(k,-N)}\rangle, \quad \hat{Q}^a |\bar{\phi}_{(k,-N)}\rangle, \quad \frac{1}{2}\varepsilon_{ab}\hat{Q}^a\hat{Q}^b |\bar{\phi}_{(k,-N)}\rangle, \quad (2.10)$$

образующих базис представления алгебры (2.1). Здесь $|\bar{\phi}_{(k,-N)}\rangle$ – состояние вида (2.5), выбранное из условия

$$\frac{1}{2}\varepsilon_{ab}\langle\bar{\phi}_{(k,-N)} | \hat{Q}^a\hat{Q}^b | \phi_{(k,N)}\rangle = 1. \quad (2.11)$$

Отметим, что при рассмотрении представлений алгебры (2.1) на векторах, удовлетворяющих условиям (2.5) и (2.11), достаточно ограничиться набором (2.7), (2.10). Действительно, для векторов вида $|\phi_a\rangle = \hat{Q}^a|\phi\rangle$ из (2.7), имеющих нулевую норму, векторы $|\bar{\phi}_a\rangle$, удовлетворяющие соотношениям $\langle\bar{\phi}_1 | \phi_1\rangle = \langle\bar{\phi}_2 | \phi_2\rangle = 1$, могут быть выбраны (в силу (2.11)) в виде векторов $|\bar{\phi}_a\rangle = \varepsilon_{ba}(\hat{Q}^b)^\dagger | \bar{\phi}\rangle$, содержащихся в наборе (2.10). При этом в дальнейшем будет показано, что специальным выбором базиса в $\mathcal{V}$ все базисные векторы, отличные от указанных состояний $|\bar{\phi}_a\rangle$, можно ортогонализировать по отношению к $\hat{Q}^a|\phi\rangle$.

Для более детального анализа рассматриваемых состояний (2.7), (2.10), (2.11) предположим, что в $\mathcal{V}$ найдется вектор $|\phi_{(k,N)}\rangle$ вида (2.5), удовлетворяющий условию

$$\frac{1}{2}\varepsilon_{ab}\langle\phi_{(k,N)} | \hat{Q}^a\hat{Q}^b | \phi_{(k,N)}\rangle \neq 0. \quad (2.12)$$

В соответствии с (2.12) найдется такое $\alpha \neq 0$, для которого состояние $|\bar{\phi}_{(k,-N)}\rangle$, удовлетворяющее уравнению (2.11), можно представить в виде

$$|\bar{\phi}_{(k,-N)}\rangle = \alpha |\phi_{(k,N)}\rangle. \quad (2.13)$$

В этом случае $N = 0$ и пространства представлений, соответствующие наборам векторов (2.7), (2.10), совпадают. В качестве базиса выберем, например, (2.7), т.е. $(|\phi_{(k,N=0)}\rangle \equiv |k, 0\rangle)$

$$|k, 0\rangle, \quad \hat{Q}^a |k, 0\rangle, \quad \frac{1}{2}\varepsilon_{ab}\hat{Q}^a\hat{Q}^b |k, 0\rangle. \quad (2.14)$$

Тогда с учетом (2.13) выполняется соотношение

$$\frac{\bar{\alpha}}{2}\varepsilon_{ab}\langle k, 0 | \hat{Q}^a\hat{Q}^b | k, 0\rangle = 1. \quad (2.15)$$

В силу (2.15) набор состояний (2.14) представим в виде БРСТ-квартета $(|k, 1\rangle = \hat{Q}^1 |k, 0\rangle, |\bar{k}, 0\rangle = \hat{Q}^1 |k, -1\rangle, (\hat{Q}^1)^\dagger = \hat{Q}^1)$

$$|k, 0\rangle, \quad |\bar{k}, 0\rangle, \quad |k, 1\rangle, \quad |k, -1\rangle, \quad \langle\bar{k}, 0 | k, 0\rangle = \langle k, -1 | k, 1\rangle = 1 \quad (2.16)$$

(при выборе $|k, -1\rangle \equiv -\alpha\widehat{Q}^2|k, 0\rangle$), а также в виде анти-БРСТ-квартета ($|k, -1\rangle = i\widehat{Q}^2|k, 0\rangle$, $|\overline{k}, 0\rangle = i\widehat{Q}^2|k, 1\rangle$, $(i\widehat{Q}^2)^\dagger = i\widehat{Q}^2$)

$$|k, 0\rangle, \quad |\overline{k}, 0\rangle, \quad |k, -1\rangle, \quad |k, 1\rangle, \quad \langle\overline{k}, 0|k, 0\rangle = \langle k, -1|k, 1\rangle = 1 \quad (2.17)$$

(при выборе $|k, 1\rangle \equiv -i\bar{\alpha}\widehat{Q}^1|k, 0\rangle$).

Из соотношений (2.16), (2.17) следует, что линейная оболочка векторов (2.14), (2.15) представляет собой подпространство (состояний $|\Psi\rangle$) с невырожденным скалярным произведением ($\forall|\Psi\rangle \neq 0, \exists|\Psi'\rangle: \langle\Psi|\Psi'\rangle \neq 0$), инвариантное относительно действия операторов $\widehat{L}$.

В дальнейшем мы будем рассматривать состояния (2.14), (2.15) (если они действительно существуют в теории) как часть базисных векторов в $\mathcal{V}$.

Из (2.16), (2.17) с учетом (2.1), (2.2) следует, что вся совокупность векторов ($|k, 0\rangle$, $|\overline{k}, 0\rangle$, $|k, -1\rangle$, $|k, 1\rangle$) (2.14), (2.15) образует две взаимно ортогональные пары состояний вида (2.8), (2.9)

$$\begin{aligned} &(|k, 0\rangle, |\overline{k}, 0\rangle), \quad \langle\overline{k}, 0|k, 0\rangle = 1, \quad \langle\overline{k}, 0|\overline{k}, 0\rangle = 0, \\ &(|k, -1\rangle, |k, 1\rangle), \quad \langle k, -1|k, 1\rangle = 1, \quad \langle k, -1|k, -1\rangle = 0, \quad \langle k, 1|k, 1\rangle = 0, \\ &\langle k, 0|k, -1\rangle = \langle k, 0|k, 1\rangle = 0, \quad \langle\overline{k}, 0|k, -1\rangle = \langle\overline{k}, 0|k, 1\rangle = 0. \end{aligned}$$

С учетом рассмотренных выше свойств состояний вида (2.8), (2.9) в $\mathcal{V}$ всегда возможен выбор базиса, при котором каждая пара ($|k, 0\rangle, |\overline{k}, 0\rangle$), ($|k, -1\rangle, |k, 1\rangle$) базисных (в подпространстве состояний $|\Psi\rangle$) векторов (2.14), (2.15) ортогональна остальным базисным состояниям. Тогда из условия $\langle\Psi|\Phi\rangle = 0$ ($|\Phi\rangle$ – произвольное состояние, не принадлежащее линейной оболочке векторов (2.14), (2.15)) следует, что $|\Phi\rangle$ удовлетворяет условию

$$\langle\Psi|\widehat{L}\Phi\rangle = \langle\widehat{L}^\dagger\Psi|\Phi\rangle = 0$$

и также образует пространство представления алгебры операторов $\widehat{L}$, обладающее невырожденным скалярным произведением.

Повторяя приведенные выше рассуждения в отношении указанных состояний $|\Phi\rangle$, можно последовательно выделить все комплексы базисных состояний вида (2.14), (2.15), которые мы в дальнейшем будем называть БРСТ-анти-БРСТ-квартетами (2.4д). Векторами комплексов (2.4д) исчерпываются все состояния вида (2.12) (т.е. условию (2.12) не удовлетворяет никакая линейная комбинация оставшихся базисных векторов). По построению БРСТ-анти-БРСТ-квартеты не имеют общих элементов и выбраны ортогональными как между собой, так и по отношению к оставшимся базисным состояниям, которые, как показано выше, образуют подпространство (с невырожденным скалярным произведением) представления алгебры операторов $\widehat{L}$.

Переходя к анализу состояний $|\Phi\rangle$, не принадлежащих линейной оболочке векторов БРСТ-анти-БРСТ-квартетов (2.12), обратимся сначала к состояниям вида (2.5), которые в общем случае могут не ограничиваться лишь векторами (2.12). Для этого заметим, что по построению любая пара ($|\phi_{(k, N)}\rangle$, $|\bar{\phi}_{(k, -N)}\rangle$) векторов (2.11), принадлежащих подпространству рассматриваемых состояний $|\Phi\rangle$, удовлетворяет (как и все состояния $|\Phi\rangle$) условиям

$$\langle\phi_{(k, N)}|\widehat{Q}^a\widehat{Q}^b|\phi_{(k, N)}\rangle = 0, \quad \langle\bar{\phi}_{(k, -N)}|\widehat{Q}^a\widehat{Q}^b|\bar{\phi}_{(k, -N)}\rangle = 0. \quad (2.18)$$

Несложно показать, что при наличии (2.18) весь набор состояний (2.7), (2.10), (2.11) оказывается линейно независимым. Предположим обратное. Действительно, если среди чисел из набора $(\beta, \beta_a, \tilde{\beta}, \gamma, \gamma_a, \tilde{\gamma})$ есть хотя бы одно ненулевое и если $(|\phi_{(k,N)}\rangle \equiv |\phi\rangle, |\bar{\phi}_{(k,-N)}\rangle \equiv |\bar{\phi}\rangle)$

$$\beta|\phi\rangle + \beta_a\hat{Q}^a|\phi\rangle + \frac{\tilde{\beta}}{2}\varepsilon_{ab}\hat{Q}^a\hat{Q}^b|\phi\rangle + \gamma|\bar{\phi}\rangle + \gamma_a\hat{Q}^a|\bar{\phi}\rangle + \frac{\tilde{\gamma}}{2}\varepsilon_{ab}\hat{Q}^a\hat{Q}^b|\bar{\phi}\rangle = 0,$$

то отсюда, очевидно, следует условие (для некоторого $\alpha \neq 0$)

$$\frac{\alpha}{2}\varepsilon_{ab}\hat{Q}^a\hat{Q}^b|\phi_{(k,N)}\rangle = \frac{1}{2}\varepsilon_{ab}\hat{Q}^a\hat{Q}^b|\bar{\phi}_{(k,-N)}\rangle,$$

противоречащее (2.18).

По построению набор линейно независимых состояний (2.7), (2.10), (2.11), (2.18) образует базис пространства представления с невырожденным скалярным произведением и может рассматриваться в виде двух БРСТ-квартетов:

$$\begin{aligned} &(|\phi_{(k,N)}\rangle, -\hat{Q}^1\hat{Q}^2|\bar{\phi}_{(k,-N)}\rangle, \hat{Q}^1|\phi_{(k,N)}\rangle, -\hat{Q}^2|\bar{\phi}_{(k,-N)}\rangle), \\ &(|\bar{\phi}_{(k,-N)}\rangle, -\hat{Q}^1\hat{Q}^2|\phi_{(k,N)}\rangle, \hat{Q}^1|\bar{\phi}_{(k,-N)}\rangle, -\hat{Q}^2|\phi_{(k,N)}\rangle), \end{aligned} \quad (2.19)$$

или двух анти-БРСТ-квартетов:

$$\begin{aligned} &(|\phi_{(k,N)}\rangle, \hat{Q}^2\hat{Q}^1|\bar{\phi}_{(k,-N)}\rangle, i\hat{Q}^2|\phi_{(k,N)}\rangle, -i\hat{Q}^1|\bar{\phi}_{(k,-N)}\rangle), \\ &(|\bar{\phi}_{(k,-N)}\rangle, \hat{Q}^2\hat{Q}^1|\phi_{(k,N)}\rangle, i\hat{Q}^2|\bar{\phi}_{(k,-N)}\rangle, -i\hat{Q}^1|\phi_{(k,N)}\rangle). \end{aligned} \quad (2.20)$$

Отметим, что без ограничения общности можно полагать $\langle \bar{\phi}_{(k,-N)} | \phi_{(k,N)} \rangle = 0$, т.к. если найдется $\alpha \neq 0$, при котором $\langle \bar{\phi}_{(k,-N)} | \phi_{(k,N)} \rangle = \alpha$, то базис в подпространстве (2.7) может быть выбран в виде

$$\begin{aligned} &|\phi'_{(k,N)}\rangle, \quad \hat{Q}^a|\phi'_{(k,N)}\rangle, \quad \frac{1}{2}\varepsilon_{ab}\hat{Q}^a\hat{Q}^b|\phi'_{(k,N)}\rangle, \\ &\frac{1}{2}\varepsilon_{ab}\langle \bar{\phi}_{(k,-N)} | \hat{Q}^a\hat{Q}^b|\phi'_{(k,N)}\rangle = 1, \quad \langle \bar{\phi}_{(k,-N)} | \phi'_{(k,N)}\rangle = 0, \end{aligned}$$

где $|\phi'_{(k,N)}\rangle \equiv \alpha^{-1}|\phi_{(k,N)}\rangle - \frac{1}{2}\varepsilon_{ab}\hat{Q}^a\hat{Q}^b|\phi_{(k,N)}\rangle$.

Отсюда с учетом (2.1), (2.2), (2.11), (2.18) следует, что состояния (2.19) (или (2.20)) образуют взаимно ортогональные пары состояний вида (2.8), (2.9)

$$\begin{aligned} &(|\phi_{(k,N)}\rangle, -\hat{Q}^1\hat{Q}^2|\bar{\phi}_{(k,-N)}\rangle), \quad (\hat{Q}^1|\phi_{(k,N)}\rangle, -\hat{Q}^2|\bar{\phi}_{(k,-N)}\rangle), \\ &(|\bar{\phi}_{(k,-N)}\rangle, -\hat{Q}^1\hat{Q}^2|\phi_{(k,N)}\rangle), \quad (\hat{Q}^1|\bar{\phi}_{(k,-N)}\rangle, -\hat{Q}^2|\phi_{(k,N)}\rangle) \end{aligned}$$

и, следовательно, при отождествлении с элементами базиса в $\mathcal{V}$ могут быть ортогонализированы по отношению к остальным базисным векторам (путем их надлежащего выбора) подпространства рассматриваемых состояний $|\Phi\rangle$.

Используя рассуждения, аналогичные приведенным выше, выделим последовательно все комплексы состояний (2.7), (2.10), (2.11), (2.18) (которые мы будем называть БРСТ-анти-БРСТ-октетами (2.4ж)) так, чтобы различные БРСТ-анти-БРСТ-октеты были взаимно ортогональны и не имели общих элементов.

Таким образом, с учетом (2.7)–(2.20) нами описана структура представлений, содержащих состояния вида (2.5).

Рассмотрим теперь состояния $|\Phi\rangle \in \mathcal{V}$, не принадлежащие линейной оболочке векторов (2.7), (2.10), (2.11). Воспользуемся выбором базиса в $\mathcal{V}$, для которого каждое $|\Phi\rangle$ ортогонально всем векторам (2.7), (2.10), (2.11) и который, таким образом, обеспечивает инвариантность подпространства указанных состояний $|\Phi\rangle$ относительно действия операторов $\widehat{L}$. Эти состояния $|\Phi\rangle$ удовлетворяют (2.6) (все состояния вида (2.5) по построению исчерпываются векторами комплексов (2.4д), (2.4ж)). При этом в общем случае выполняется одно из следующих двух условий:

$$\exists a: \quad \widehat{Q}^a |\phi_{(k,N)}\rangle \neq 0, \quad (2.21)$$

$$\forall a: \quad \widehat{Q}^a |\phi_{(k,N)}\rangle = 0. \quad (2.22)$$

Обратимся сначала к векторам вида (2.21). Для них справедливо неравенство (под $|\ast\rangle$ понимаются любые состояния)

$$|\phi_{(k,N)}\rangle \neq \widehat{Q}^a |\ast\rangle, \quad (2.23)$$

т.к. в противном случае рассматриваемые состояния $|\phi_{(k,N)}\rangle$ являлись бы линейными комбинациями состояний вида (2.7). Произвольный вектор $|\phi_{(k,N)}\rangle$ (2.6), (2.21), (2.23), в свою очередь, удовлетворяет одному из трех условий:

$$\widehat{Q}^1 |\phi\rangle \neq 0, \quad \widehat{Q}^2 |\phi\rangle \neq 0, \quad (2.24a)$$

$$\widehat{Q}^1 |\phi\rangle \neq 0, \quad \widehat{Q}^2 |\phi\rangle = 0, \quad (2.24б)$$

$$\widehat{Q}^1 |\phi\rangle = 0, \quad \widehat{Q}^2 |\phi\rangle \neq 0. \quad (2.24в)$$

Если вектор $|\phi_{(k,N)}\rangle$ удовлетворяет условию (2.24а), то существуют линейно независимые состояния

$$|\phi_{(k,N)}\rangle, \quad \widehat{Q}^a |\phi_{(k,N)}\rangle, \quad (2.25)$$

образующие базис 3-мерного представления алгебры (2.1). При этом состояния $\widehat{Q}^a |\phi\rangle$ (мы опускаем для краткости обозначения квантовых чисел) имеют нулевую норму $\langle \widehat{Q}^1 \phi | \widehat{Q}^1 \phi \rangle = \langle \widehat{Q}^2 \phi | \widehat{Q}^2 \phi \rangle = 0$. Из последних соотношений следует существование линейно независимых состояний

$$|\phi_a\rangle, \quad \frac{1}{2} (\widehat{Q}^a)^\dagger |\phi_a\rangle, \quad (2.26)$$

где $|\phi_a\rangle \neq \widehat{Q}^a |\ast\rangle$, $i\widehat{Q}_C |\phi_a\rangle = -(N - (-1)^a) |\phi_a\rangle$ удовлетворяют условиям нормировки

$$\langle \phi_b | \widehat{Q}^a \phi \rangle = \delta_b^a, \quad (2.27)$$

при этом вследствие (2.2), (2.6), (2.27) имеем

$$\frac{1}{2} \langle (\widehat{Q}^a)^\dagger \phi_a | \phi \rangle = 1, \quad \langle (\widehat{Q}^b)^\dagger \phi_b | \widehat{Q}^a \phi_a \rangle = 0, \quad \langle \phi_a | \phi \rangle = 0. \quad (2.28)$$

Нетрудно убедиться, что вся совокупность состояний (2.25), (2.26)

$$|\phi\rangle, \quad \widehat{Q}^a |\phi\rangle, \quad |\phi_a\rangle, \quad \frac{1}{2} (\widehat{Q}^a)^\dagger |\phi_a\rangle \quad (2.29)$$

линейно независима. В дальнейшем комплексы состояний вида (2.29), (2.27) мы будем называть БРСТ-анти-БРСТ-секстетами (2.4е).

В силу соотношений (2.27), (2.28) базисы (2.25), (2.26) дуальны по отношению друг к другу. Отсюда следует невырожденность билинейной формы $\langle | \rangle$ на паре X, Y , где $X = \{|\phi\rangle, \widehat{Q}^a |\phi\rangle\}$, $Y = \{|\phi_a\rangle, \frac{1}{2} (\widehat{Q}^a)^\dagger |\phi_a\rangle\}$ – соответственно линейные оболочки состояний (2.25), (2.26). Этот факт означает, что в Y существует (и единственно) представление $\widehat{L}^\dagger Y \subset Y$, $\widehat{L}^\dagger = ((\widehat{Q}^a)^\dagger, \widehat{Q}_C^\dagger)$ алгебры (2.1), сопряженное представлению $\widehat{L}X \subset X$, заданному в X . В явном виде имеем

$$(\widehat{Q}^a)^\dagger |\phi_b\rangle = \frac{1}{2} \delta_b^a (\widehat{Q}^c)^\dagger |\phi_c\rangle, \quad (\widehat{Q}^a)^\dagger (\widehat{Q}^b)^\dagger |\phi_b\rangle = 0 \quad (2.30)$$

(по отношению к оператору гостовского числа $i\widehat{Q}_C$ базисные состояния из Y являются по построению собственными векторами, т.е. $\widehat{Q}_C^\dagger Y \subset Y$).

Отметим, что произвольный БРСТ-анти-БРСТ-секстет (2.29), (2.27) в общем случае не инвариантен относительно действия операторов $\widehat{L}$. Действительно, если $\forall a: \widehat{Q}^a |\phi_1\rangle \neq 0$ ($\langle \phi_1 | \widehat{Q}^1 | \phi \rangle = 1$, $\forall a: \widehat{Q}^a |\phi\rangle \neq 0$, $|\phi\rangle \equiv |k, N\rangle$), то состояние $|\phi_1\rangle \equiv |k, -(N+1)\rangle$ приводит к некоторому БРСТ-анти-БРСТ-сексету, который не совпадает с данным набором (2.29), (2.27) (например, очевидно, что состояние $\widehat{Q}^2 |k, -(N+1)\rangle \equiv |k, -(N+2)\rangle \neq 0$ не принадлежит к числу исходных векторов (2.29), (2.27)); а если $\forall a: \widehat{Q}^a |\phi_2\rangle \neq 0$ ($\langle \phi_2 | \widehat{Q}^2 | \phi \rangle = 1$, $|\phi_2\rangle \equiv |k, -(N-1)\rangle$), то аналогично $\widehat{Q}^1 |k, -(N-1)\rangle \equiv |k, -(N-2)\rangle \neq 0$, и мы видим, что состояние $|\phi_2\rangle$ также приводит к некоторому БРСТ-анти-БРСТ-сексету, не совпадающему с (2.29), (2.27).

Повторяя приведенное выше рассуждение, мы получим множество состояний, принадлежащих всевозможным БРСТ-анти-БРСТ-секстетам, связанным с исходным набором (2.29), (2.27). По построению линейная оболочка этих состояний образует подпространство, инвариантное относительно действия операторов $\widehat{L}$ и обладающее невырожденным скалярным произведением. Базисные состояния данного подпространства могут быть в общем случае выбраны в виде БРСТ- (или анти-БРСТ-) квартетов и синглетов и, таким образом, ортогонализированы по отношению к остальным базисным векторам (посредством их надлежащего выбора) в подпространстве рассматриваемых состояний $|\Phi\rangle$.

Отметим, что если набор векторов (2.26) инвариантен относительно действия операторов $\widehat{Q}^a$ (т.е. $(\widehat{Q}^a)^\dagger Y = (\widehat{Q}^a)^\dagger Y$), состояния (2.29), (2.27), (2.30) представимы в виде БРСТ-квартета

$$|\phi\rangle, \quad \widehat{Q}^1 |\phi_1\rangle, \quad \widehat{Q}^1 |\phi\rangle, \quad |\phi_1\rangle \quad (\langle \widehat{Q}^1 \phi_1 | \phi \rangle = \langle \phi_1 | \widehat{Q}^1 \phi \rangle = 1)$$

и парного БРСТ-синглета $(\widehat{Q}^2|\phi\rangle, |\phi_2\rangle)$

$$\langle\phi_2|\widehat{Q}^2\phi\rangle=1, \quad \widehat{Q}^1|\widehat{Q}^2\phi\rangle=\widehat{Q}^1|\phi_2\rangle=0, \quad |\phi_2\rangle\neq\widehat{Q}^1|*\rangle, \quad |\widehat{Q}^2\phi\rangle\neq\widehat{Q}^1|*\rangle, \quad (2.31)$$

а также в виде анти-БРСТ-квартета $((\widehat{Q}^1)^\dagger|\phi_1\rangle=(\widehat{Q}^2)^\dagger|\phi_2\rangle)$

$$|\phi\rangle, \quad -\widehat{Q}^2|\phi_2\rangle, \quad i\widehat{Q}^2|\phi\rangle, \quad i|\phi_2\rangle \quad (\langle i\phi_2|i\widehat{Q}^2\phi\rangle=-\langle\widehat{Q}^2\phi_2|\phi\rangle=1)$$

и парного анти-БРСТ-синглета $(\widehat{Q}^1|\phi\rangle, |\phi_1\rangle)$

$$\langle\phi_1|\widehat{Q}^1\phi\rangle=1, \quad \widehat{Q}^2|\widehat{Q}^1\phi\rangle=\widehat{Q}^2|\phi_1\rangle=0, \quad |\phi_1\rangle\neq\widehat{Q}^2|*\rangle, \quad |\widehat{Q}^1\phi\rangle\neq\widehat{Q}^2|*\rangle. \quad (2.32)$$

Обратимся к двумерному подпространству состояний $|\Psi\rangle=\{|k,N\rangle, |\overline{k,-N}\rangle\}$, являющемуся линейной оболочкой пары векторов вида (2.31) ($\widehat{Q}^2|\phi\rangle\equiv|k,N\rangle$, $|\phi_2\rangle\equiv|\overline{k,-N}\rangle$). Следует рассмотреть две возможности. Если $N=0$, то из невырожденности (2.31) скалярного произведения в рассматриваемом подпространстве и с учетом $|k,0\rangle\neq 0$, $\langle k,0|k,0\rangle=0$ следует существование состояния $|\psi\rangle=\beta|\overline{k,0}\rangle+\gamma|k,0\rangle$, $\beta\neq 0$ (очевидно, $i\widehat{Q}_C|\psi\rangle=0$), с отрицательным квадратом нормы $\langle\psi|\psi\rangle<0$ (предполагая обратное, мы в силу неравенства Коши–Буняковского немедленно приходим к противоречию со свойством невырожденности (2.31)). Более того, отсюда следует, что в подпространстве состояний $|\Psi\rangle$ всегда может быть выбран базис $(|k,0\rangle, |\overline{k,0}\rangle=|\overline{k,0}\rangle+\alpha|k,0\rangle)$, такой что

$$\widetilde{\langle k,0|k,0\rangle}=1, \quad \widetilde{\langle k,0|\overline{k,0}\rangle}<0.$$

В случае $N\neq 0$ некоторая линейная комбинация состояний с нулевой нормой $\langle k,N|k,N\rangle=\langle\overline{k,-N}|\overline{k,-N}\rangle=0$ также представляет собой вектор с отрицательным квадратом нормы, не являющийся, однако, собственным для оператора $i\widehat{Q}_C$. Тем не менее, обращаясь к реализации $\mathcal{V}$ как фоковского пространства, можно показать [17], что присутствие таких состояний $(|k,N\rangle, |\overline{k,-N}\rangle, N\neq 0)$ в одночастичном подпространстве всегда приводит к наличию БРСТ-синглетов, обладающих отрицательным квадратом нормы и являющихся собственными векторами для $i\widehat{Q}_C$. Аналогичные рассуждения показывают, что пара состояний (2.32) (по крайней мере, одночастичных) всегда приводит к векторам анти-БРСТ-синглетов (собственных для $i\widehat{Q}_C$) с отрицательным квадратом нормы.

Покажем, что любое одночастичное подпространство представления (состояний $|\Phi\rangle$), обладающее невырожденным скалярным произведением и включающее некоторый БРСТ-анти-БРСТ-секстет, всегда содержит парный БРСТ- или анти-БРСТ-синглет. Предполагая обратное, выделим в рассматриваемом подпространстве состояния вида

$$|k,N\rangle, \quad \forall a: \widehat{Q}^a|k,N\rangle\neq 0, \\ |k,-N+1\rangle, \quad \langle k,-N+1|\widehat{Q}^2|k,N\rangle=1$$

(такие состояния $|k, N\rangle, |k, -N + 1\rangle$ должны существовать, т.к. данное подпространство содержит БРСТ-анти-БРСТ-секстет). Состояние $|k, -N + 1\rangle$ удовлетворяет условию $\widehat{Q}^1|k, -N + 1\rangle \neq 0$, поскольку в противном случае мы получили бы парный БРСТ-синглет $(|k, -N + 1\rangle, \widehat{Q}^2|k, N\rangle)$

$$\begin{aligned} (|k, -N + 1\rangle, \widehat{Q}^2|k, N\rangle) &\neq \widehat{Q}^1|*, \quad \widehat{Q}^1|k, -N + 1\rangle = 0, \quad \widehat{Q}^1\widehat{Q}^2|k, N\rangle = 0, \\ \langle k, -N + 1 | \widehat{Q}^2 | k, N \rangle &= 1, \end{aligned}$$

и, следовательно, найдется состояние $|k, N - 2\rangle$ такое, что $\langle k, N - 2 | \widehat{Q}^1 | k, -N + 1 \rangle = 1$. Если теперь учесть, что условие $\widehat{Q}^2|k, N - 2\rangle = 0$ приводит к анти-БРСТ-синглету $(|k, N - 2\rangle, \widehat{Q}^1|k, -N + 1\rangle) \neq \widehat{Q}^2|*$, то мы имеем

$$\forall a : \widehat{Q}^a|k, N - 2\rangle \neq 0.$$

Повторяя это рассуждение, мы видим, что для любого целого $n \geq 0$ найдутся состояния вида

$$\begin{aligned} |k, N - 2n\rangle, \quad \forall a : \widehat{Q}^a|k, N - 2n\rangle &\neq 0, \\ |k, -N + 2n + 1\rangle, \quad \langle k, -N + 2n + 1 | \widehat{Q}^2 | k, N - 2n \rangle &= 1, \\ \widehat{Q}^1|k, -N + 2n + 1\rangle &\neq 0, \end{aligned}$$

и тогда для любого целого $L \geq 0$ существуют такой вектор $|k, N\rangle \neq 0$ и $N \geq L + 1$, что

$$\widehat{Q}^1|k, N\rangle \equiv |k, N + 1\rangle \neq 0.$$

Поскольку подпространство одночастичных состояний калибровочной теории общего вида L -й стадии приводимости ограничивается векторами $|k, N\rangle, |N| \leq L + 1$, неравенство $|k, N + 1\rangle \neq 0, N \geq L + 1$, не выполняется, и, следовательно, предположение об отсутствии парных БРСТ- (анти-БРСТ-) синглетов оказывается неверным.

Из приведенного выше изложения видно, что линейная оболочка состояний всевозможных комплексов (2.4е) содержит все состояния вида (2.24а) и в общем случае включает часть состояний (2.24б), (2.24в). Например, секстетные представления (2.29), (2.30) содержат состояния

$$(|\phi_1\rangle, |\phi_2\rangle) \neq \widehat{Q}^a|*, \quad \widehat{Q}^1|\phi_1\rangle = -\widehat{Q}^2|\phi_2\rangle \neq 0, \quad \widehat{Q}^2|\phi_1\rangle = \widehat{Q}^1|\phi_2\rangle = 0. \quad (2.33)$$

Обратно, любые состояния (2.33) принадлежат БРСТ-анти-БРСТ-сексету

$$|\phi\rangle, \quad \widehat{Q}^1|\phi\rangle, \quad \widehat{Q}^2|\phi\rangle, \quad |\phi_1\rangle, \quad |\phi_2\rangle, \quad \widehat{Q}^1|\phi_1\rangle = -\widehat{Q}^2|\phi_2\rangle, \quad (2.34)$$

где $|\phi\rangle$ выбрано из соотношений $\langle \widehat{Q}^1\phi_1 | \phi \rangle = -\langle \widehat{Q}^2\phi_2 | \phi \rangle = 1$.

Отсюда для дальнейшего анализа представлений алгебры (2.1), содержащих состояния, выделенные условиями (2.23), (2.24б), (2.24в), достаточно ограничиться подпространством, ортогональным линейной оболочке векторов БРСТ-анти-БРСТ-секстетов (это подпространство, очевидно, инвариантно относительно действия операторов $\hat{L}$). Для рассматриваемых состояний вида

$$|\phi\rangle \neq \hat{Q}^a|*\rangle, \quad \hat{Q}^1|\phi\rangle \neq 0, \quad \hat{Q}^2|\phi\rangle = 0, \quad (2.35)$$

$$|\bar{\phi}\rangle \neq \hat{Q}^a|*\rangle, \quad \hat{Q}^2|\bar{\phi}\rangle \neq 0, \quad \hat{Q}^1|\bar{\phi}\rangle = 0 \quad (2.36)$$

справедливы дополнительные условия

$$\hat{Q}^1|\phi\rangle \neq \hat{Q}^2|*\rangle, \quad (2.37)$$

$$\hat{Q}^2|\bar{\phi}\rangle \neq \hat{Q}^1|*\rangle. \quad (2.38)$$

Покажем, что нарушение, например, условия (2.37) ведет к противоречию. Действительно, $|*\rangle$ по определению не является линейной комбинацией состояний БРСТ-анти-БРСТ-секстетов, и, следовательно, равенство $\hat{Q}^1|\phi\rangle = \hat{Q}^2|*\rangle$ возможно только при условии, что $|*\rangle$ принадлежит состояниям вида (2.36), т.е. без ограничения общности

$$\hat{Q}^1|\phi\rangle = -\hat{Q}^2|\bar{\phi}\rangle.$$

Из последнего соотношения с учетом (2.33)–(2.36) следует, что состояния $(|\phi\rangle, |\bar{\phi}\rangle, \hat{Q}^1|\phi\rangle = -\hat{Q}^2|\bar{\phi}\rangle)$ входят в состав некоторого БРСТ-анти-БРСТ-секстета (2.34). Неравенство (2.38) доказывается аналогично. Условия (2.37), (2.38), в частности, означают, что пространства представлений (2.35) и (2.36) соответственно не переводятся друг в друга действием операторов $\hat{L}$.

Используя в отношении (2.35)–(2.38) приводившиеся выше рассуждения, мы видим, что комплексы состояний (2.35), (2.37) входят в состав БРСТ-квартетов (2.4в)

$$\begin{aligned} &|\phi\rangle, \quad |\phi'\rangle, \quad \hat{Q}^1|\phi\rangle, \quad \hat{Q}^1|\phi'\rangle, \quad \langle\phi'|\hat{Q}^1\phi\rangle = \langle\hat{Q}^1\phi'|\phi\rangle = 1, \\ &|\Phi\rangle \equiv (|\phi\rangle, |\phi'\rangle), \quad \hat{Q}^2|\Phi\rangle = 0, \quad |\Phi\rangle \neq \hat{Q}^a|*\rangle, \quad \hat{Q}^1|\Phi\rangle \neq \hat{Q}^2|*\rangle \end{aligned} \quad (2.39)$$

$(|\phi\rangle)$ с (2.39) ортогонально всем состояниям БРСТ-анти-БРСТ-секстетов и, в частности, любому состоянию $|\psi\rangle$: $\forall a, \hat{Q}^a|\psi\rangle \neq 0$, и отсюда следует, что $|\phi'\rangle$ удовлетворяет (2.35), (2.37)), представимых также в виде совокупности двух парных анти-БРСТ- синглетов

$$(|\phi\rangle, \hat{Q}^1|\phi'\rangle), \quad (|\phi'\rangle, \hat{Q}^1|\phi\rangle), \quad (2.40)$$

которые мы отождествим с базисными векторами, ортогонализуя их по отношению к оставшимся элементам базиса. Аналогично состояния вида (2.36), (2.38), также рассматриваемые в качестве базисных, образуют анти-БРСТ-квартеты (2.4г):

$$\begin{aligned} &|\bar{\phi}\rangle, \quad |\bar{\phi}'\rangle, \quad i\hat{Q}^2|\bar{\phi}\rangle, \quad i\hat{Q}^2|\bar{\phi}'\rangle, \quad \langle\bar{\phi}'|i\hat{Q}^2\bar{\phi}\rangle = \langle i\hat{Q}^2\bar{\phi}'|\bar{\phi}\rangle = 1, \\ &|\bar{\Phi}\rangle \equiv (|\bar{\phi}\rangle, |\bar{\phi}'\rangle), \quad \hat{Q}^1|\bar{\Phi}\rangle = 0, \quad |\bar{\Phi}\rangle \neq \hat{Q}^a|*\rangle, \quad \hat{Q}^2|\bar{\Phi}\rangle \neq \hat{Q}^1|*\rangle, \end{aligned} \quad (2.41)$$

и парные БРСТ-синглеты

$$(|\bar{\phi}\rangle, i\hat{Q}^2|\bar{\phi}'\rangle), \quad (|\bar{\phi}'\rangle, i\hat{Q}^2|\bar{\phi}\rangle), \quad (2.42)$$

ортогональные как между собой, так и по отношению к остальным базисным состояниям. По построению комплексы состояний (2.39) и (2.41) образуют базисы подпространств представления с невырожденным скалярным произведением.

Таким образом, с учетом (2.25)–(2.32), (2.35)–(2.42) описана структура представлений, содержащих состояния вида (2.6), (2.21), (2.23).

Обратимся, наконец, к состояниям $|\Phi\rangle$, не принадлежащим подпространству представления, образованному линейной оболочкой рассмотренных выше комплексов (2.4в)–(2.4ж) (подпространство состояний $|\Phi\rangle$ без ограничения общности ортогонально всем указанным комплексам и, следовательно, инвариантно относительно действия $\hat{L}$). Нетрудно видеть, что указанным ограничениям удовлетворяют лишь состояния

$$|\Phi\rangle \equiv \{|\phi_{(k,N)}\rangle\} \neq \hat{Q}^a|*\rangle$$

вида (2.22) $\forall a: \hat{Q}^a|\Phi\rangle = 0$. Проводя рассмотрение, аналогичное приведенным выше, мы сначала выделим состояния $|\Phi\rangle \equiv (|\phi_{(k,-N)}\rangle, |\phi_{(k,N)}\rangle, N \neq 0)$ с

$$\langle\phi_{(k,-N)} | \phi_{(k,N)}\rangle = 1, \quad \langle\phi_{(k,-N)} | \phi_{(k,-N)}\rangle = \langle\phi_{(k,N)} | \phi_{(k,N)}\rangle = 0 \quad (2.43)$$

и $|\Phi\rangle \equiv (|\phi_k\rangle, |\bar{\phi}_k\rangle, N = 0)$ с

$$\langle\bar{\phi}_k | \phi_k\rangle = 1, \quad \langle\phi_k | \phi_k\rangle = 0, \quad \langle\bar{\phi}_k | \bar{\phi}_k\rangle < 0, \quad (2.44)$$

которые будем называть парными БРСТ-анти-БРСТ-синглетами (2.4б).

С учетом того, что все состояния с нулевой нормой среди рассматриваемых $|\Phi\rangle$ вида $i\hat{Q}_C|\Phi\rangle = 0$ исчерпываются векторами (2.44), нетрудно показать, что скалярное произведение на подпространстве оставшихся состояний (если они есть) должно быть положительно или отрицательно определено. Действительно, предполагая обратное, т.е. что существуют по крайней мере два состояния $|k\rangle, |\bar{k}\rangle$ со свойствами $\langle k | k\rangle = 1$, $\langle\bar{k} | \bar{k}\rangle = -1$, нетрудно найти $\alpha \neq 0$, для которого $|l\rangle = \alpha|k\rangle + |\bar{k}\rangle$, $\langle l | l\rangle = 0$.

В этой связи, для того чтобы теория имела физическую интерпретацию, мы потребуем положительную определенность скалярного произведения на подпространстве оставшихся векторов, которые мы отождествим с физическими состояниями (истинными БРСТ-анти-БРСТ-синглетами (2.4а))

$$\langle\phi_k | \phi_k\rangle = 1, \quad \hat{Q}^a|\phi_k\rangle = 0, \quad |\phi_k\rangle \neq \hat{Q}^a|*\rangle. \quad (2.45)$$

При этом все комплексы состояний (2.43), (2.44) и (2.45) без ограничения общности ортогональны между собой.

С учетом (2.7)–(2.45) нами в общем случае описана структура (2.4) пространства состояний $\mathcal{V} \supset \mathcal{V}_n$ ($\mathcal{V}_n \perp \mathcal{V}_{n'}$, $n \neq n'$) как пространства представления $\hat{L}\mathcal{V} \subset \mathcal{V}$ $\hat{L} =$

$(\widehat{Q}^a, \widehat{Q}_C)$ алгебры (2.1) генераторов преобразований расширенной БРСТ-симметрии $\widehat{Q}^a$ и оператора гостовского числа $i\widehat{Q}_C$. По построению индефинитное скалярное произведение $\langle | \rangle$ в каждом из подпространств $\mathcal{V}_n$ является невырожденным (см. соотношения нормировки (2.11), (2.27), (2.39), (2.41), (2.43)–(2.45)), а сами они не содержат общих элементов ($\mathcal{V}_n \cap \mathcal{V}_{n'} = \emptyset$, $n \neq n'$) и образуют прямую сумму (2.3) пространств представлений.

3. УСЛОВИЯ ФИЗИЧЕСКОЙ УНИТАРНОСТИ

Рассмотрим теперь с учетом (2.3), (2.4), (2.7)–(2.45) условия унитарности физической S -матрицы в гильбертовом пространстве $H_{\text{phys}} = \overline{\mathcal{V}_{\text{phys}}/\mathcal{V}_0}$ (1.3), где физическое подпространство $\mathcal{V}_{\text{phys}} \ni |\text{phys}\rangle$ выделяется $Sp(2)$ -ковариантным условием

$$\widehat{Q}^a |\text{phys}\rangle = 0 \quad (3.1)$$

(очевидно, гарантирующим инвариантность $\mathcal{V}_{\text{phys}}$ относительно эволюции во времени). В силу (3.1) структура $\mathcal{V}_{\text{phys}}$ имеет вид

$$\mathcal{V}_{\text{phys}} = \mathcal{V}_{\text{phys}}^1 \cap \mathcal{V}_{\text{phys}}^2,$$

где

$$\mathcal{V} \supset \mathcal{V}_{\text{phys}}^1, \quad \widehat{Q}^1 \mathcal{V}_{\text{phys}}^1 = 0, \quad \mathcal{V} \supset \mathcal{V}_{\text{phys}}^2, \quad \widehat{Q}^2 \mathcal{V}_{\text{phys}}^2 = 0.$$

В частности, для подпространства состояний с нулевой нормой $\mathcal{V}_0 \subset \mathcal{V}$ получим

$$\mathcal{V}_0 = \mathcal{V}_0^1 \cap \mathcal{V}_0^2, \quad \mathcal{V}_0^1 \subset \mathcal{V}_{\text{phys}}^1, \quad \mathcal{V}_0^2 \subset \mathcal{V}_{\text{phys}}^2. \quad (3.2)$$

Анализ представлений (2.3), (2.4), (2.7)–(2.45) с учетом квартетного механизма [17] показывает, что если в теории отсутствуют одночастичные состояния парных БРСТ- и анти-БРСТ-синглетов, то, во-первых, подпространство БРСТ-анти-БРСТ-синглетов обладает положительно-определенным скалярным произведением, и, во-вторых, состояния из $\mathcal{V}_{\text{phys}}$, в состав которых входят частицы БРСТ-анти-БРСТ-квартетов (2.4д) и октетов (2.4ж) (т.е. комплексов, одновременно представимых в виде БРСТ- (2.16), (2.19) и анти-БРСТ- (2.17), (2.20) квартетов), принадлежат подпространству нулевой нормы $\mathcal{V}_0$ (3.2). При этом комплексы состояний (2.4б)–(2.4г), (2.4е) в общем случае содержат парные БРСТ- (анти-БРСТ-) синглеты (2.31), (2.32), (2.40), (2.42)–(2.44). В этой связи в рамках предлагаемого подхода условиями унитарности (гарантирующими положительную полуопределенность $\langle | \rangle$ в $\mathcal{V}_{\text{phys}}$) физической S -матрицы в H_{phys} являются требования отсутствия в теории одночастичных комплексов парных БРСТ-анти-БРСТ-синглетов (2.4б), БРСТ-квартетов (2.4в) (парных анти-БРСТ-синглетов (2.40)), анти-БРСТ-квартетов (2.4г) (парных БРСТ-синглетов (2.42)) и БРСТ-анти-БРСТ-секстетов (2.4е).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе проведено исследование проблемы унитарности для калибровочных теорий общего вида в рамках схемы квантования, предложенной в работах [7] и основанной на принципе инвариантности относительно расширенных БРСТ-преобразований. Это исследование основано на изучении структуры пространства асимптотических состояний с помощью представлений алгебры генераторов расширенных БРСТ-преобразований $\hat{Q}^a$ ($a = 1, 2$) и оператора гостовского числа $i\hat{Q}_C$. Показано, что пространства представлений алгебры операторов $\hat{Q}^a$, $i\hat{Q}_C$ могут быть описаны с помощью 7 комплексов состояний, названных в работе истинными БРСТ-анти-БРСТ-синглетами (физические состояния), парными БРСТ-анти-БРСТ-синглетами, БРСТ-квартетами, анти-БРСТ-квартетами, БРСТ-анти-БРСТ-квартетами, БРСТ-анти-БРСТ-секстетам и БРСТ-анти-БРСТ-октетам. Сформулированы условия унитарности физической S -матрицы. Для унитарности калибровочной теории в схеме БЛТ-квантования требуется отсутствие одночастичных состояний парных БРСТ-анти-БРСТ-синглетов, БРСТ-квартетов, анти-БРСТ-квартетов и БРСТ-анти-БРСТ-секстетов.

Авторы благодарят рецензента за критические замечания, способствовавшие уточнению ряда формулировок в первоначальном варианте статьи. Работа частично поддержана РФФИ, проект 96-02-16017, и совместным ДФГ-РФФИ проектом 96-02-00180Г.

ПРИЛОЖЕНИЕ

В данном приложении мы обсуждаем алгебраические свойства преобразований (и генераторов) расширенной БРСТ-симметрии в лагранжевой формулировке [7] квантования калибровочных теорий общего вида и показываем существование операторов, обладающих необходимыми свойствами (2.1), использованными для анализа условий унитарности. С этой целью напомним, что для квантования теории в рамках БЛТ-формализма [7] необходимо ввести полный набор полей ϕ^A (включающих в себя исходные классические поля, поля (анти)гостов и лагранжевых множителей) ($\varepsilon(\phi^A) \equiv \varepsilon_A$), а также набор соответствующих им дублетов антиполей ϕ_{Aa}^* ($\varepsilon(\phi_{Aa}^*) = \varepsilon_A + 1$, $\text{gh}(\phi_{Aa}^*) = (-1)^a - \text{gh}(\phi^A)$) и антиполей $\bar{\phi}_A$ ($\varepsilon(\bar{\phi}_A) = \varepsilon_A$, $\text{gh}(\bar{\phi}_A) = -\text{gh}(\phi^A)$). Эффективное действие $\tilde{\Gamma} = \tilde{\Gamma}(\phi)$ полей ϕ^A строится по правилу

$$\tilde{\Gamma} = \Gamma|_{\phi^* = \bar{\phi} = 0}, \quad (\text{П.1})$$

где $\Gamma = \Gamma(\phi, \phi_a^*, \bar{\phi})$ – производящий функционал вершинных функций Грина, удовлетворяющий тождествам Уорда

$$\frac{\delta \Gamma}{\delta \phi^A} \frac{\delta \Gamma}{\delta \phi_{Aa}^*} + \varepsilon^{ab} \phi_{Ab}^* \frac{\delta \Gamma}{\delta \bar{\phi}_A} = 0 \quad (\text{П.2})$$

(производные по полям понимаются как правые, а по антиполям – как левые). В соответствии со свойством $\text{gh}(\Gamma) = 0$ функционал вершинных функций Грина инвариантен относительно инфинитезимальных преобразований с числовым параметром θ :

$$\delta \phi = \text{gh}(\phi^A) \phi^A \theta, \quad \delta \phi_{Aa}^* = \text{gh}(\phi_{Aa}^*) \phi_{Aa}^* \theta, \quad \delta \bar{\phi}_A = \text{gh}(\bar{\phi}_A) \bar{\phi}_A \theta,$$

а именно

$$\text{gh}(\phi^A) \frac{\delta \Gamma}{\delta \phi^A} \phi^A + \text{gh}(\phi_{Aa}^*) \phi_{Aa}^* \frac{\delta \Gamma}{\delta \phi_{Aa}^*} + \text{gh}(\bar{\phi}_A) \bar{\phi}_A \frac{\delta \Gamma}{\delta \bar{\phi}_A} = 0. \quad (\text{П.3})$$

Эффективное действие $\tilde{\Gamma}$ (П.1) для произвольной калибровочной теории инвариантно относительно преобразований

$$\delta_\lambda \phi^A = \left. \frac{\delta \Gamma}{\delta \phi_{Aa}^*} \right|_{\phi^* = \bar{\phi} = 0} \lambda_a \quad (\text{П.4})$$

с дублетом постоянных грассмановских параметров λ_a (мы будем называть (П.4) квантовыми преобразованиями расширенной БР СТ-симметрии), а также относительно преобразований вида

$$\delta_\theta \phi = \text{gh}(\phi^A) \phi^A \theta. \quad (\text{П.5})$$

Инвариантность $\tilde{\Gamma}$ (П.1) относительно преобразований (П.4), (П.5) непосредственно следует из тождеств (П.2), (П.3), рассматриваемых при $\phi_{Aa}^* = \bar{\phi}_A = 0$:

$$\begin{aligned} \delta_\lambda \tilde{\Gamma} &= \left. \frac{\delta \Gamma}{\delta \phi^A} \frac{\delta \Gamma}{\delta \phi_{Aa}^*} \right|_{\phi^* = \bar{\phi} = 0} \lambda_a = -\varepsilon^{ab} \phi_{Ab}^* \left. \frac{\delta \Gamma}{\delta \bar{\phi}_A} \right|_{\phi^* = \bar{\phi} = 0} \lambda_a = 0, \\ \delta_\theta \tilde{\Gamma} &= \text{gh}(\phi^A) \left. \frac{\delta \Gamma}{\delta \phi^A} \right|_{\phi^* = \bar{\phi} = 0} \theta = 0. \end{aligned} \quad (\text{П.6})$$

С учетом (П.2), (П.3) нетрудно показать, что преобразования симметрии (П.4), (П.5) образуют алгебру, разомкнутую экстремальными действиями $\tilde{\Gamma}$ (П.1),

$$\begin{aligned} \delta_{\lambda(1)} \delta_{\lambda(2)} \phi^A - \delta_{\lambda(2)} \delta_{\lambda(1)} \phi^A &= (-1)^{\varepsilon_A} \left. \frac{\delta \tilde{\Gamma}}{\delta \phi^B} \frac{\delta^2 \Gamma}{\delta \phi_{Bb}^* \delta \phi_{Aa}^*} \right|_{\phi^* = \bar{\phi} = 0} \lambda_{(1)\{a} \lambda_{(2)b\}}, \\ \delta_\theta \delta_\lambda \phi^A - \delta_\lambda \delta_\theta \phi^A &= -(-1)^a \left. \frac{\delta \Gamma}{\delta \phi_{Aa}^*} \right|_{\phi^* = \bar{\phi} = 0} \theta \lambda_a, \\ \delta_{\theta(1)} \delta_{\theta(2)} \phi^A - \delta_{\theta(2)} \delta_{\theta(1)} \phi^A &= 0. \end{aligned} \quad (\text{П.7})$$

В работе [18] изучались свойства преобразований симметрии δ_α , образующих открытую алгебру вида

$$\delta_\alpha (\delta_\beta q^i) - \delta_\beta (\delta_\alpha q^i) = f_{\alpha\beta}^\gamma \delta_\gamma q^i + \Delta_{\alpha\beta}^i \quad (\text{П.8})$$

в лагранжевой формулировке произвольных невырожденных теорий. Здесь q^i – переменные конфигурационного пространства, $f_{\alpha\beta}^\gamma$ – некоторые (зависящие, возможно, от q^i) структурные коэффициенты, а $\Delta_{\alpha\beta}^i$ – функции, исчезающие на экстремальных действиях. В [18] показано, что при отсутствии аномалий в квантовой теории, построенной по процедуре Дирака, выполняются соотношения

$$[\hat{Q}_\alpha, \hat{H}] = 0, \quad [\hat{Q}_\alpha, \hat{Q}_\beta] = f_{\alpha\beta}^\gamma \hat{Q}_\gamma, \quad (\text{П.9})$$

где $\hat{H}$ – оператор гамильтониана, а $\hat{Q}_\alpha$ – операторы нетеровских зарядов, генерирующие на квантовом уровне преобразования симметрии δ_α .

Сравнивая (П.7) с (П.8), (П.9), мы видим, что алгебра операторов гамильтониана $\hat{H}$ и нетеровских зарядов $\hat{Q}_{(1)} \equiv \hat{Q}^a \lambda_{a(1)}$, $\hat{Q}_{(2)} \equiv \hat{Q}^a \lambda_{a(2)}$, отвечающих преобразованиям симметрии $\delta_{\lambda(1)}$, $\delta_{\lambda(2)}$ (П.4), (П.6), имеет вид

$$[\hat{Q}_{(1,2)}, \hat{H}] = 0, \quad [\hat{Q}_{(1)}, \hat{Q}_{(2)}] = 0. \quad (\text{П.10})$$

Из соотношений (П.10) в силу произвольности параметров $\lambda_{a(1)}$, $\lambda_{a(2)}$ следует существование дублета $\hat{Q}^a$:

$$[\hat{Q}^a, \hat{H}] = 0, \quad [\hat{Q}^a, \hat{Q}^b]_+ = 0, \quad (\text{П.11})$$

нильпотентных антикоммутирующих операторов, генерирующих квантовые преобразования расширенной БРСТ-симметрии. Аналогичные рассуждения с учетом (П.7)–(П.10) в отношении оператора нетеровского заряда $\hat{K} \equiv i\hat{Q}_C \theta$, отвечающего преобразованиям симметрии (П.5), (П.6)

$$[\hat{K}_{(1)}, \hat{K}_{(2)}] = 0, \quad [\hat{K}_{(1,2)}, \hat{H}] = 0, \quad [\hat{K}_{(1,2)}, \hat{Q}^a] = -(-1)^a \hat{Q}^a \theta_{(1,2)},$$

показывают, что оператор $i\hat{Q}_C$, генерирующий эти преобразования на квантовом уровне, обладает алгебраическими свойствами

$$[i\hat{Q}_C, \hat{H}] = 0, \quad [i\hat{Q}_C, \hat{Q}^a] = -(-1)^a \hat{Q}^a. \quad (\text{П.12})$$

Соотношения (П.11), (П.12) показывают, что в калибровочной теории общего вида (при отсутствии аномалий) существуют нетеровские операторы $\hat{Q}^a$, $i\hat{Q}_C$ с требуемыми свойствами (2.1).

Список литературы

- [1] *C. Becchi, A. Rouet, R. Stora.* Commun. Math. Phys. 1975. V. 42. № 2. P. 127.
- [2] *И. В. Тютин.* Калибровочная инвариантность в теории поля и статистической механике. Препринт ФИАН СССР № 39. М.: ФИАН СССР, 1975.
- [3] *G. Curci, R. Ferrari.* Phys. Lett. B. 1976. V. 63. P. 91.
- [4] *I. Ojima.* Progr. Theor. Phys. 1979. V. 64. № 2. P. 625.
- [5] *I. A. Batalin, G. A. Vilkovisky.* Phys. Lett. B. 1981. V. 102. № 1. P. 27; Phys. Rev. D. 1983. V. 28. № 10. P. 2567.
- [6] *P. M. Lavrov, P. Yu. Moshin, A. A. Reshetnyak.* Mod. Phys. Lett. A. 1995. V. 10. № 35. P. 2687; *П. М. Лавров, П. Ю. Мошин, А. А. Решетняк.* Письма в ЖЭТФ. 1995. Т. 62. № 10. С. 760.
- [7] *I. A. Batalin, P. M. Lavrov, I. V. Tyutin.* J. Math. Phys. 1990. V. 31. № 6. P. 1487; 1991. V. 32. № 2. P. 532; № 9. P. 2513.
- [8] *P. M. Lavrov.* Phys. Lett. B. 1996. V. 366. № 1, 2, 3, 4. P. 160; *П. М. Лавров.* ТМФ. 1996. Т. 107. № 2. С. 229.
- [9] *R. P. Feynman.* Acta Phys. Pol. 1963. V. 24. P. 697.
- [10] *R. Jackiw.* Phys. Rev. D. 1974. V. 9. P. 1686.
- [11] *R. Fukuda, T. Kugo.* Phys. Rev. D. 1976. V. 13. P. 3469.

- [12] *D. G. Boulware.* Phys. Rev. D. 1981. V. 23. P. 389.
- [13] *П. М. Лавров, И. В. Тютин.* ЯФ. 1981. Т. 34. № 1. С. 277; № 3. С. 850.
- [14] *Б. Л. Воронов, П. М. Лавров, И. В. Тютин.* ЯФ. 1982. Т. 36. № 2. С. 498.
- [15] *П. М. Лавров, И. В. Тютин.* ЯФ. 1985. Т. 41. № 6. С. 1658.
- [16] *P. M. Lavrov.* Mod. Phys. Lett. A. 1991. V. 6. № 22. P. 2051.
- [17] *T. Kugo, I. Ojima.* Progr. Theor. Phys. Suppl. 1979. V. 66. № 1. P. 1.
- [18] *П. М. Лавров, И. В. Тютин.* ТМФ. 1989. Т. 79. № 3. С. 359.
- [19] *П. М. Лавров, И. В. Тютин.* ЯФ. 1989. Т. 50. № 5. С. 1467.
- [20] *K. Nishijima.* Nucl. Phys. B. 1984. V. 238. P. 601.
- [21] *G. N. Rybkin.* Int. J. Mod. Phys. A. 1991. V. 6. P. 1675.

Поступила в редакцию 26.11.1996 г.

P. M. Lavrov, P. Yu. Moshin
UNITARITY CONDITIONS FOR PHYSICAL S -MATRIX
WITHIN THE BLT QUANTIZATION SCHEME

The structure of state vector space for general (without taking into account possible anomalies) gauge theory within the BLT (Batalin–Lavrov–Tyutin) quantization method is studied. The unitarity conditions for the physical S -matrix are formulated.