УДК 530.12

НЕИНВАРИАНТНОСТЬ ВАКУУМА В КАЛИБРОВОЧНЫХ МОДЕЛЯХ

Г. А. Сарданашвили, А. В. Субботин

(кафедра теоретической физики)

Для калибровочных и многих других современных моделей теории поля стало характерным допущение неинвариантности вакуума относительно каких-либо преобразований, которые переводят один вакуум в другой так, что модель обладает множеством неэквивалентных вакуумов [1]. Однако описание самой этой неинвариантности в большинстве случаев нельзя признать удовлетворительным, поскольку корректным образом не определен оператор перехода между неэквивалентными вакуумами. Мы предлагаем такое описание, исходя из характеристики вакуума, общей для всех его определений, как тотализирующего вектора представления алгебры наблюдаемых.

Пусть A — C^*-алгебра (с единицей) наблюдаемых некоторой системы и G — группа автоморфизмов A, таких, что действие G на A непрерывно по G. Пусть f — состояние на A. Оно определяет представление π алгебры A в гильбертовом пространстве H, являющимся пополнением факторпространства A/N, где $N=\{a:f(aa^*)=0\}$, с тотализирующим вектором (вакуумом) $|>$ — образом 1_A при каноническом отображении $\eta:A\to A/N$ [2].

Рассмотрим действие G на f. Для каждого $g\in G$ определим состояние $f_g(A)=f(g(A))$. Возможны следующие варианты.

1. Все состояния f_g связаны с тем же представлением π, что и f. Можно показать, что это имеет место тогда и только тогда, когда все g являются аппроксимативно внутренними автоморфизмами алгебры A. В этом случае $f=f_g$, т. е. f инвариантно относительно G, и на H существует непрерывное унитарное представление ρ группы G, такое, что $\pi(g(a))=\rho(g)\pi(a)\rho^{-1}(g)$ и $\eta(g(a))=\rho(g)\eta(a)$ [2]. Из последнего следует G-инвариантность вакуума $|>$.

Необходимым и достаточным условием инвариантности состояния f относительно автоморфизма g алгебры A является $g(N)=N$. Состояние, для которого $N=0$, инвариантно относительно любого автоморфизма алгебры. Таковым, например, является фоковский вакуум для алгебр КАС и КПС.

2. Существует такой элемент $g\in G$, что f и f_g определяют неэквивалентные представления. Рассмотрим отображение $\tau_g:H\ni\eta(a)\to\eta_g(g(a))\in H_g$. Оно получается факторизацией автоморфизма g, который согласуется с факторизацией A по N и $g(N)$. Это отображение и является искомым оператором, переводящим вакуум $|>$ в вакуум $|>_g$; оно определяет изоморфизм гильбертовых пространств H и H_g и индуцирует отображение $\tau_g:\pi(A)\to\pi_g(A)$, которое, однако, не есть эквивалентность представлений. В этом случае векторы состояний системы с алгеброй наблюдаемых A образуют расслоенное пространство с типичным слоем H и базой — орбитой Gf в векторном пространстве положительных форм на A, а отображения τ_g могут рассматриваться как отображения плоской связности в таком расслоении.

Если π неприводимо, то π_g неприводимо, а отображения $\pi\to\pi_g$ являются гомеоморфизмами спектра $\hat{A}$ алгебры A и реализуют непрерывное действие G в $\hat{A}$.

Важно, что отображения τ_g позволяют все представления, получаемые из данного представления π алгебры A в результате ее автоморфизмов, реализовывать в одном и том же гильбертовом пространстве H представления π как $\pi_g(A)=\pi(g(A))$. При этом π и π_g будут неэквивалентны тогда и только тогда, когда существует такой элемент $a\in A$, что $<|\pi(a)|>\neq<|\pi(g(a))|>$. Более того, если π и π_g неприводимы, то всегда существует такой элемент a с нормой $\|a\|\leqslant 1$, что $<|\pi(g(aa^*)-aa^*)|>>2$. Заметим также, что если базис алгебры A может быть образован из собственных элементов оператора $g\in G$, то спектр g на A должен содержать 0, если f инвариантно относительно g, и должен быть неограниченным, если f неинвариантно.

Предположим теперь, что в A действуют две группы автоморфизмов: G_{ex} — группа пространственно-временных симметрий, оставляющая инвариантным состояние f, и группа G_{in} внутренних симметрий, нарушающая инвариантность f. Отображение τ_g переводит вакуум $|>$ в вакуум $|>_g$, и если G_{in} и G_{ex} коммутируют, то $|>_g$ будет G_{ex}-инвариантным. Последнего не будет, если группы G_{ex} и G_{in} не коммутируют.

Важным примером такой ситуации является случай, когда G_{ex} содержит группу трансляций T, а G_{in} — группа калибровочных преобразований $G(T)$. Пусть состояние f неинвариантно относительно элемента $g\in G$, такого, что $dg-gd=d(g)\neq 0$, где d — генератор T. Тогда состояние f_g оказывается уже T-неинвариантным, т. е. существует такой элемент $a\in A$, что

$$f_g(da)=f(g(da))=f(dg(a))-f(d(g)(a))=-f(d(g)(a))\neq 0.$$

Вместо этого f_g инвариантно относительно преобразований с генератором $D=d+g^{-1}dg$. В общем случае, когда состояние f тоже T-неинвариантно, $D=d-A$, где A имеет смысл калибровочного поля. Оно может быть определено как связность в расслоении λ на C^*-алгебры A с базой — групповым пространством T. Трансляционная неинвариантность вакуума в калибровочных моделях приводит, например, к тому, что они не могут иметь фоковский вакуум, для них не выполняется теорема Голдстоуна.

Множеству неинвариантных вакуумов в калибровочной модели можно сопоставить множество глобальных сечений φ ассоциированного с λ расслоения на факторпространства G/K (где K — стабилизатор вакуума $|>$), удовлетворяющих условию $D\varphi=0$, т. е. множество классических «вакуумных» решений калибровочной модели. При этом вакууму $|>$ в фиксированной калибровке отвечает K-инвариантное постоянное поле φ_0 со значением в центре факторпространства G/K. Для его существования необходима и достаточна редукция структурной группы G расслоения λ к K. Калибровочное преобразование g, переводящее поле φ в φ_0, соответствует преобразованию τ_g^{-1}.

Такое сопоставление позволяет в явном виде учесть неинвариантность вакуума в реальных калибровочных моделях. В них роль состояния f выполняют функции Грина, значения которых выражаются через производящий функционал от классического действия S модели. Само действие G-инвариантно, а неинвариантность вакуума моделируется добавлением к S членов взаимодействия полей модели ψ с вакуумным полем φ, например вида $\bar{\psi}\varphi\psi$. В большинстве моделей поле φ вводится или как хиггсовское поле, или как классический фон и по сути является феноменологическим полем, моделирующим неинвариантный вакуум, тогда как вопрос о природе такого вакуума остается открытым.

Мы можем предположить, что неинвариантный вакуум представляет собой своего рода конденсат. Основанием для этого служит, во-первых, то, что трансляционно неинвариантный вакуум алгебр КАС и КПС является неинвариантным также относительно фазовых преобразований, что означает существование аномальных функций Грина, отличных от 0, и приводит к образованию конденсата [3]. Во-вторых, расчет моделей фермионных полей ψ методом среднего поля, роль которого играет вакуумное поле φ, также приводит к описанию последнего как конденсата. Задание хиггсовского поля как конденсата было предложено в модели так называемых «техникварков», однако там он вводился изначально и строился из вспомогательных полей [4].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Гриб А. А. Проблемы неинвариантности вакуума в квантовой теории поля. М.: Атомиздат, 1978. [2] Диксмье Ж. C^*-алгебры и их представления. М.: Мир, 1974. [3] Боголюбов Н. Н. В кн.: Статистическая физика и квантовая теория поля. М.: Наука, 1973, с. 7—80. [4] Ellis J. Phenomenology of unified gauge theories. — Preprint TH-3174-CERN, 1981.

Поступила в редакцию
02.12.82

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, Т. 24, № 4

УДК 621.315.592

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЛОВУШЕК В АМОРФНОМ ГИДРИРОВАННОМ КРЕМНИИ МЕТОДОМ ВОЛЬТ-ФАРАДНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК

А. Н. Невзоров, Ю. А. Зарифьянц, В. О. Абрамов, В. Е. Дрозд

(кафедра общей физики для химического факультета)

Одним из перспективных фотопреобразователей солнечной энергии на основе аморфного гидрированного кремния (a-Si:H) является диод Шоттки [1]. КПД этого прибора зависит от характеристических длин материала (диффузионной и дрейфовой длины, ширины области пространственного заряда) и формы барьера Шоттки, в значительной мере определяющихся плотностью и сечениями захвата локализованных электронных состояний в щели подвижности. В настоящей работе для определения этих параметров нами исследовались низкочастотные вольт-фарадные характеристики (ВФХ) барьера Шоттки в a-Si : H, позволяющие оценивать параметры ловушек вблизи уровня Ферми [2].

Пленки a-Si : H n-типа толщиной 0,8 мкм наносились при разложении моносилана в тлеющем ВЧ-разряде на покрытые слоем хрома кварцевые пластины. Для формирования барьера Шоттки на поверхность пленки перед напылением палладиевого электрода наносился слой Cr_2O_3 толщиной 30 Å методом молекулярного наслаивания [3]. ВФХ измеряли путем фазового выделения сигнала адмиттанса [4]. Температура измерений 293 К.

На рис. 1 приведены типичные ВФХ наших структур, измеренные при различных частотах (f) тестового сигнала. Следует отметить, что нам впервые удалось в экспериментах на таких пленках наблюдать рост емкости на фиксированной частоте ($f=1$ Гц) как при прямом, так и при обратном смещении диода. Именно такой вид низкочастотных ВФХ и был теоретически предсказан в работе [5]. Возрастание емкости при обратных смещениях обусловлено тем, что глубокие ловушки в