вал температур 185—200° С. Максимальный макромасштаб l^*_m на рис. 3 представлен в виде функции радиуса r^*. Максимальная величина масштаба вихрей-пульсаций на кривой $l^*_m=f(r^*)$ приходится на значение радиуса $r^*=2{,}5$. Именно при этом значении r^* наблюдается второй максимум на профиле тангенциальной скорости $V/V_m=f(r^*)$ (см. рис. 2).

Полученные для лабораторной модели вихря результаты свидетельствуют о том, что возникновение второго максимума на радиальных профилях тангенциальной скорости связано с процессом укрупнения турбулентных пульсаций. По-видимому, явления такого же характера происходят и в природных атмосферных вихрях типа тайфунов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Бодроносов А. В., Соловьев А. А. Изв. АН СССР, ФАО, 1982, 18, с. 302. [2] Бобошина С. Б., Соловьев А. А. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1983, 24, № 2, с. 81. [3] Баранов П. А., Соловьев А. А. Изв. АН СССР, ФАО, 1980, 16, с. 656. [4] Дюррани Т., Грейтид К. Лазерные системы в гидродинамических измерениях. М.: Энергия, 1978. [5] Shea D. J., Gray W. M. J. Atm. Sci., 1973, 30, p. 1544. [6] Gentry R. G. In: Weather and Climate Modification. Ed. W. N. Hess, 1974, p. 509. [7] Deissler R. G. J. Atm. Sci., 1977, 34, p. 1502.

Поступила в редакцию
12.07.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1984. т. 25, № 4

УДК 530.12

КАЛИБРОВОЧНЫЕ МОДЕЛИ СО СКРЫТОЙ ТОПОЛОГИЕЙ

В. Д. Джунушалиев, Г. А. Сарданашвили

(кафедра теоретической физики)

В калибровочной теории хорошо известен механизм спонтанного нарушения симметрии [1], когда физический вакуум, имеющий, в отличие от «голого» фоковского вакуума, те или иные ненулевые характеристики, моделируется включением в функционал действия S взаимодействия материальных полей φ и калибровочных потенциалов A с хиггсовским полем σ. Введение σ сохраняет ковариантность действия S, но нарушает его инвариантность как функционала полей φ и A относительно тех элементов группы симметрий G, для которых $g\sigma\neq\sigma$. Это приводит к появлению ненулевых аномальных функций Грина, т. е. g-неинвариантных вакуумных средних. Во многих случаях введение σ может быть сведено к выделению G-неинвариантной классической составляющей — фона φ_0 — материальных полей φ. Такое выделение является следствием скрытой асимметрии модели, когда описание модели вблизи состояния φ_0 не может быть получено по теории возмущений над инвариантным фоковским вакуумом или каким-либо другим состоянием φ'_0.

Мы применим эти идеи для описания калибровочных моделей со скрытыми топологическими характеристиками, когда поле φ с тривиальными топологическими характеристиками имеет топологически нетривиальную классическую хиггсовскую составляющую φ_0.

Топологические характеристики полей в калибровочных моделях возникают при формализации этих моделей расслоениями [2].

В формализме расслоений материальные поля φ представляются глобальными сечениями некоторого векторного дифференцируемого расслоения $\lambda=(Q, X, \pi, G, V, \Psi)$ с тотальным пространством Q, базой X, проекцией $\pi(Q)=X$, типичным слоем V, структурной группой G и атласом $\Psi=\{U_i, \psi_i\}$), где U_i, ψ_i — области и морфизмы тривиализации $\psi_i(\pi^{-1}(U_i))=U_i\times V$ расслоения λ. Карты (U_i, ψ_i) атласа Ψ склеиваются посредством функций перехода $\rho_{ij}=\psi_i\psi_j^{-1}$ на пересечениях $U_i\cap U_j$ (см. аппарат расслоений в работах [3, 4]). Калибровочные поля A представляются коэффициентами локальной 1-формы связности A на расслоении λ.

Мы основываемся на следующей теореме [2, 5].

Теорема. Если E — векторное расслоение, то всегда можно найти векторное расслоение F над той же базой X такое, что сумма Уитни $E\oplus F=I^n$ является тривиальным расслоением некоторой размерности слоя n.

Обратно, если многообразие X имеет ненулевые четномерные группы когомологий $H^{2i}(X, Z)$ (но не только в этом случае), то тривиальное векторное расслоение λ над X достаточно большой размерности n допускает нетривиальное прямое слагаемое E, т. е. $\lambda=E\oplus F$. При этом если $\dim F>\dim X$ (где $\dim F$ — вещественная размерность F), то расслоение F определено однозначно, а если к тому же $\dim E>\dim X$, то F нетривиально. Имеется связь между характеристическими классами расслоений E и F, в частности, для характеров Чженя

$$\mathrm{ch}(E)+\mathrm{ch}(F)=\dim\lambda.$$

Выделение в векторном расслоении λ прямого слагаемого E удобно описывать с помощью проекционного оператора p — морфизма расслоения λ, тождественного на базе X и такого, что $p^2=p$ [5].

Пусть расслоение материальных полей $\lambda=(Q, X, GL(V^n), V^n)$ — тривиальное расслоение размерности n, допускающие нетривиальное прямое слагаемое $E=(Q^E, X, GL(V^l), V^l)$ размерности l, и $pQ=Q^E$ — проекционный оператор.

Фиксируем покрытие $\{U_i\}$ некоторого атласа многообразия X, которое, поскольку U_i стягиваемы, может служить покрытием для некоторого атласа всякого локально тривиального расслоения над X.

Обозначим $\Psi^0=\{U_i, \psi^0{}_i=\psi\downarrow U_i\}$ тривиальный атлас расслоения λ, все функции перехода которого сводятся к единице структурной группы. Однако Ψ^0 не может служить атласом расслоения E, поскольку в силу нетривиальности E не существует подпространства $V^l\subset V^n$ такого, что $\psi Q^E=X\times V^l$.

Пусть $\Psi=\{U_i; \psi_i\}$ — атлас расслоения λ, являющийся и атласом его подрасслоения E. Поскольку λ тривиально, а E нетривиально, $\psi^E{}_i=g_i\psi_i$, где g_i — элементы калибровочной группы $GL(V^n)(X)$, но не группы $GL(V^l)(X)$. Поэтому атлас $\Psi^E=\{U_i, \psi^E=\psi_i p\}$ расслоения E, получаемый ограничением на Q^E атласа Ψ, не может быть сведен никакими калибровочными преобразованиями из группы $GL(V^l)(X)$ к тривиальному атласу.

В атласе Ψ^0 слои $V^E{}_x$ расслоения E представляются в каждой точке $x\in X$ своим подпространством $\psi V^E{}_x=g_i^{-1}(x)V^l=V^l(x)$, $x\in U_i$, типичного слоя V^n расслоения λ. При этом на пересечениях $U_i\cap U_j$

$$V^l(x)=g_i^{-1}(x)V^l=g_j^{-1}(x)\rho_{ij}(x)V^l=g_j^{-1}(x)V^l=V^l(x),$$

где $\rho_{ij}(x)\subset GL(V^l)(X)$ — функции перехода атласа Ψ^E.

Глобальное сечение s расслоения E является, очевидно, и глобальным сечением расслоения λ. Поэтому в атласе Ψ^0 оно представляется непрерывной функцией ψs на X со значениями $\psi s(x)\in V^l(x)$. Такое сечение и может быть выбрано в качестве топологически нетривиального хиггсовского вакуума $\varphi_0 = \psi s$ первоначально казавшихся топологически тривиальными материальных полей φ — сечений расслоения λ. Однако, в отличие от обычного хиггсовского вакуума в ситуации спонтанного нарушения симметрии, $\varphi_0 = \mathrm{const}$ и не может имитировать появление массы у материальных и калибровочных полей.

Пусть E' — другое нетривиальное прямое слагаемое расслоения λ той же размерности l, что и E, а φ'_0 — его глобальное сечение. Тогда введение в лагранжиан материальных полей φ хиггсовского поля $\sigma(x) = \varphi_0(x)\varphi'_0(x)$ и члена взаимодействия $\overline{\varphi}\sigma\varphi$, не нарушающего калибровочной ковариантности лагранжиана, приводит к появлению ненулевых аномальных функций Грина $G(\overline{\varphi}, \varphi')$ от полей $\overline{\varphi}$, φ', имеющих разный топологический тип, т. е. имеет место ситуация, аналогичная спонтанному нарушению симметрий.

Выделение в расслоении λ нетривиального прямого слагаемого E требует, как уже отмечалось, перехода к атласам Ψ, являющимся при ограничении на Q^E и атласами E. При таком переходе в атласе Ψ возникает калибровочное поле A, которое при ограничении на E имеет нетривиальные топологические характеристики — когомологические классы образованных из A характеристических форм Чженя или Понтрягина, хотя связность A на λ топологически тривиальна, а в атласе Ψ^0 может вообще отсутствовать.

Это подсказывает способ описания топологически нетривиальных связностей векторных расслоений E путем достраивания этих расслоений до тривиальных λ и представления такой связности A в градиентном виде $A = g^{-1}_i dg_i$ из элементов $g_i \in G(X)$ калибровочной группы расслоения λ. В частности, этот способ заманчиво применить для описания калибровочных дискретных симметрий, которые до сих пор не удавалось представить в привычном виде коэффициентов 1-формы связности [6].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Квантовая теория калибровочных полей. Под ред. Н. П. Коноплевой. М.: Мир, 1977. [2] Eguchi T., Gilkey P., Hanson A. Phys. Rep., 1980, **66**, N 6, p. 213. [3] Кобаяси Ш., Номидзу К. Основы дифференциальной геометрии. М.: Наука, 1981. [4] Зуланке Р., Винтген П. Дифференциальная геометрия и расслоения. М.: Мир, 1975. [5] Каруби М. К-теория. Введение. М.: Мир, 1981. [6] Сарданашвили Г. А. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1981, **22**, № 5, с. 41.

Поступила в редакцию
16.09.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 4

УДК 533.9.082

ВЛИЯНИЕ ИОНИЗАЦИИ НА ЗОНДОВЫЙ ТОК НАСЫЩЕНИЯ

А. М. Девятов, М. А. Мальков

(кафедра электроники)

Как показал Бом [1], учет конечности радиуса зонда a по сравнению со средней длиной свободного пробега электронов λ приводит к уменьшению плотности электронного тока насыщения согласно зависимости

$$j \sim (1+\delta)^{-1}, \qquad (1)$$