Краткие сообщения по физике № 12-1986 г.

УДК 530.145

НОВЫЙ ТИП СУПЕРСИММЕТРИЧНЫХ ТЕОРИЙ

С.Е. Конштейн, Е.С. Фрадкин

В суперсимметричных теориях с конечными калибровочной и некоторыми юкавскими константами связи возможно возникновение степенной, а не логарифмической, как обычно, иерархии между остальными юкавскими константами.

Асимптотическая свобода неабелевых калибровочных теорий /1/ позволила строить математически непротиворечивые теории большого объединения /2/, обеспечивая малость эффективных зарядов, по которым ведется разложение в ряд теории возмущений, и отсутствие проблемы нуль-заряда /3/. При этом, если теория асимптотически свободна в однопетлевом приближении, то она, вообще говоря, асимптотически свободна и в приближении большего числа петель /4/. Во всех известных реалистических моделях большого объединения требование асимптотической свободы приводило к связи юкавских констант связи с калибровочной константой: $h(k) = \tilde{h}\, g(k)$, где $\tilde{h}$ – некоторые константы, определяемые из условия асимптотической свободы. Аналогичные соотношения возникают и для констант скалярного самодействия /5/. Однако, несмотря на большую предсказательную силу таких теорий, они оставляли некоторое чувство неудовлетворения из-за того, что при сколь угодно малом возмущении начальных условий для зарядов в уравнениях ренормализационной группы можно попасть в ситуацию нуль-заряда /3/. Поэтому хотелось бы построить теорию, устойчивую к малым возмущениям начальных условий и асимптотически свободную одновременно.

Рассмотрим уравнения ренормгруппы для калибровочной g и юкавских h констант связи:

$$\dot{g} = -\,(1/2)\, b g^3 ,$$

$$\dot{h}_i = (a_{ijkl} h_j h_k + c_{il} g^2) h_l .$$

Отсюда $g^2(t) = g_0^2/(1 + g_0^2 b t)$.

Если допустить, что h_i убывает медленнее, чем g, то достаточно рассматривать для h_i уравнения $\dot{h}_i = a_{ijkl} h_j h_k h_l$, из которых следует асимптотика $h_i \propto t^{-1/2}$ при больших t, т.е. убывание порядка $g(t)$.

Если предположить, что h_i убывают быстрее, чем g, то уравнения для них примут при больших $t = \ln k$ вид:

$$\dot{h}_i = -\, c^i_l g^2 h_l ,$$

а это дает для h_i асимптотическое поведение

$$h \propto \exp(-\textstyle\int g^2(t)\, dt),$$

т.е. опять убывание порядка $g(t)$.

Ситуация меняется, если отказаться от требования асимптотической свободы для калибровочной константы g и потребовать, чтобы она имела конечный ненулевой предел при $t \to \infty$. Для этого необходимо, чтобы $b = 0$. В этом случае проблемы нуль-заряда не возникает, а если предел, к которому стремится калибровочная константа, мал, то остается справедливым и разложение в ряд теории возмущений по этой константе.

При $b = 0$ уравнения для юкавских констант h_i ведут к асимптотике $h_i \propto \exp(-cg_0^2 t)$, и это убывание устойчиво относительно малых ($\ll g_0$) возмущений начальных условий. Очевидно, что при различных константах с отношение различных юкавских констант связи ведет себя степенным, а не логарифмическим, как обычно, образом, и поэтому в моделях с такими зарядами появляется еще один возможный источник возникновения иерархии масс.

В таких моделях нет неустойчивости, запрещающей вводить иерархию "руками", которая была в рассматриваемых ранее асимптотически свободных моделях /2/.

Прекрасным поставщиком конечных теорий является суперсимметрия. Так, N = 4 теория имеет $\beta(g) = 0$ во всех петлях /6/, в N = 2 и N = 1 суперсимметричных теориях построены конечные лагранжианы /7/. При этом в последнем случае конечность в однопетлевом приближении гарантирует также конечность и в двухпетлевом приближении.

Таким образом, можно пытаться построить суперсимметричную модель большого объединения с приводимым киральным супермультиплетом, в котором иерархия масс фермионов в различных неприводимых частях супермультиплета возникает при помощи описанного выше механизма.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gross D. G., Wilszek F. W. Phys. Rev. Lett., **30**, 1343 (1973); Politzer H. D. Phys. Rev. Lett., **30**, 1346 (1973).
2. Fradkin E. S., Kalashnikov O. K. Phys. Lett., **64B**, 177 (1976); Chang N. P., Das A., Peres–Mercader J. Preprint CCMY–HEP–79/21, New York 1979; Fradkin E. S., Konstein S. E. Preprint No 134, P.N. Lebedev Inst., M., 1983.
3. Ландау Л. Д., Померанчук И. Я. ДАН СССР, **102**, 489 (1955); Фрадкин Е. С. ЖЭТФ, **28**, 750 (1955).
4. Тютин И. В. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 8, 3 (1978).
5. Воронов Б. Л., Тютин И. В. ЯФ, **23**, 664 (1976).
6. Sohnius M., West P. Phys. Lett., **B100**, 245 (1981).
7. Leon J., Perez–Mercader J., Quiros M. IEM–HE–6, Madrid, 1985; Hamidi Shahram, Schwarz J. N. CALT–68–1159, Pasadena, 1985.

Поступила в редакцию 29 июля 1986 г.