нять при наличии квадратично расходящихся радиац. поправок и шкалы 10^{15} ГэВ. Нужны очень тонкие подгонки, теория становится «ненатуральной». Как добиться «натуральности»? Как уменьшить большое число параметров, присущих стандартной модели и С.? Какая симметрия может помочь сохранить небольшой массу хиггсовских бозонов? Единственным пока кандидатом является суперсимметрия. В суперсимметризов. теории уже нет квадратичных расходимостей по массе, квадратично расходящиеся добавки от бозонов взаимно сокращаются с такими же добавками от суперсимметричных партнёров, т. е. фермионов. Характерные для суперсимметрии теоремы о неперенормировке, о неизменении соотношений между параметрами при учёте радиац. добавок значительно облегчают вопрос об устойчивости выбора параметров на уровне древесного приближения.

В суперсимметризов. теории каждая обычная частица должна сопровождаться суперсимметричным партнёром, в *супермультиплеты* входит равное число фермионов и бозонов. Пока (1996) не обнаружено ни одного суперпартнёра, установлены только ниж. границы на их массы. Их поиск составляет важнейшую задачу новых ускорителей. Масса суперпартнёров должна быть достаточно большой, т. е. суперсимметрия должна быть сильно нарушенной. По-видимому, в механизме нарушения суперсимметрии существенную роль должна играть *супергравитация*. Возможные феноменологич. суперсимметричные модели, их достижения и трудности обсуждаются во мн. обзорах (напр., [1—3]).

Наиб. амбициозным С. является сверхъединая теория всех взаимодействий, включая гравитационное, на основе максимально расширенной $N=8$ супергравитации [4]. В такой теории все поля, и фермионные и бозонные, входили бы на равных правах и все были бы калибровочными полями. Существенная трудность здесь — тот факт, что присущая $N=8$ супергравитации ортогональная группа $O(8)$, как калибровочная, не вмещает в себя группу стандартной модели великого объединения $SU(3)\times\times SU(2)\times U(1)$. Существуют попытки обойти эту трудность и сделать калибровочной унитарную группу $SU(8)$. Такая группа содержит прямое произведение $SU(5)\times\times SU(3)$. Первый сомножитель можно было бы отождествить с симметрией великого объединения, а второй — с симметрией поколений. Однако наибольшие надежды связываются с попытками достигнуть С. в рамках теории *суперструны*.

Лит.: 1) Nilles H. P., Supersymmetry, supergravity and particle physics, «Phys. Repts», 1984, v. 110, p. 1; 2) Haber H. E., Cane G. L., The search for supersymmetry. Probing physics beyond the standard model, «Phys. Repts», 1985, v. 117, p. 75; 3) Высоцкий М. И., Суперсимметричные модели элементарных частиц — физика для ускорителей нового поколения?, «УФН», 1985, т. 146, в. 4, с. 591; 4) Зумино Б., Супергравитация и великое объединение, в сб.: Геометрические идеи в физике, пер. с англ., М., 1983.

Е. А. Иванов, В. И. Огиевецкий.

СУПЕРОРТИКО́Н — см. в ст. *Передающие электронно-лучевые трубки.*

СУПЕРОТБО́РА ПРА́ВИЛА — ограничения на множество физ. *наблюдаемых* квантовой системы. Существование таких ограничений, указанное впервые в работе Дж. Вика (G. Wick), А. Вайтмана (A. Wightman) и Ю. Вигнера (E. Wigner) (1952), означало коррекцию и обобщение обычных постулатов квантовой теории, согласно к-рым любой вектор в *гильбертовом пространстве* состояний системы представлял физически реализуемое (чистое) состояние, а любой эрмитов оператор в этом пространстве представлял наблюдаемую (см. *Квантовая механика*). Механизм ограничений заключается в наличии нек-рых особых наблюдаемых, обладающих тем свойством, что собственные подпространства операторов этих наблюдаемых должны быть инвариантны относительно действия операторов любых наблюдаемых; тем самым все операторы, не сохраняющие указанных подпространств, из числа наблюдаемых исключаются. Оператор каждой такой наблюдаемой должен коммутировать с операторами всех других наблюдаемых; этот оператор называется **суперотборным оператором**, а его собственные подпространства — **суперотборными секторами**. Легко показать, что суперпозиции векторов из разных суперотборных секторов всегда представляют не чистые, а смешанные состояния. Матричные элементы всех наблюдаемых между разл. суперотборными секторами равны 0 (это создаёт аналогию с *отбора правилами* в атомной физике), что также означает равенство нулю всех вероятностей перехода между собственными подпространствами нек-рой сохраняющейся величины. На этом основании и дано название явлению: обычные правила отбора имеют место лишь для изолиров. систем и могут исчезать при включении внеш. воздействий, запрещая, таким образом, только спонтанные переходы; но С. п. запрещают любые переходы, и соответствующие им наблюдаемые иногда называют суперсохраняющимися.

В работе Вика и других были указаны 2 конкретных С. п., для к-рых суперотборными операторами служат полный электрич. заряд Q и т. н. оператор унивалентности $(-1)^{2S}$, где S — оператор полного спина (в последнем случае имеется всего 2 суперотборных сектора, объединяющих состояния, соответственно, целого и полуцелого спина, так что данное С. п. разделяет состояния с бозонной и фермионной статистикой). Затем был открыт ещё ряд С. п. Подобно Q С. п. порождают и др. заряды, отвечающие точным *внутренним симметриям* систем элементарных частиц: *барионное число* B и *лептонные числа* L_e и L_μ. В нерелятивистской квантовой теории галилеева инвариантность приводит к С. п. по массе (С. п. Баргмана), к-рое разделяет состояния разных масс; в разл. схемах квантовой теории измерения возникают С. п., связанные с характеристиками измерит. прибора, с учётом внеш. окружения, и т. д.

Строгая теория С. п. была построена на рубеже 1960-х и 70-х гг. в циклах работ С. Доплихера (S. Doplicher), Р. Хаага (R. Haag), Дж. Робертса (J. Roberts) и (независимо) В. Н. Сушко и С. С. Хоружего. Её базой служит *алгебраический подход* в квантовой теории поля с его аппаратом алгебр локальных и глобальных наблюдаемых. Важная черта С. п. — их глобальный характер: суперотборные наблюдаемые являются «макроскопич. наблюдаемыми», характеризующими поведение системы во всём пространстве-времени M, а не в к.-л. ограниченной области $O\subset M$; т. е. в подходе Хаага — Араки суперотборные операторы должны лежать не в локальных алгебрах фон Неймана $R(O)$, но только в глобальной алгебре R, а точнее, в её центре $Z=R\cap R'$, ввиду своей коммутативности с операторами всех наблюдаемых. Поэтому теория прежде всего устанавливает свойства алгебры R в системах с произвольным набором С. п. Доказано, что такая алгебра должна принадлежать классу, выделяемому следующими эквивалентными условиями: 1) гильбертово пространство алгебры R натягивается на векторы, отвечающие чистым состояниям на R; 2) R есть прямая сумма факторов R_γ типа I [т. е. алгебр, изоморфных алгебре $B(\mathscr{H})$ всех ограниченных операторов в некотором гильбертовом пространстве $\mathscr{H}$]; 3) R есть алгебра типа I (т. е. разложима в прямую сумму или интеграл факторов типа I) и Z включает только операторы с точечным (дискретным) спектром (см. *Спектр оператора*). Пространства $\mathscr{H}_\gamma$, где действуют факторы R_γ, называются **когерентными суперотборными секторами** и обладают тем свойством, что каждый их вектор является общим собственным вектором для всех суперотборных операторов. Т. о., разложение пространства состояний на когерентные суперотборные секторы совпадает с центр. разложением (т. е. разложением на факторы, алгебры с тривиальным центром) глобальной *наблюдаемых алгебры*. По смыслу оно аналогично разложению на чистые фазы в статистич. механике и осуществляет полное разделение классич. (макроскопич.) и квантовых (микроскопич., локальных) свойств: центр Z — алгебра классич. наблюдаемых системы, а когерентные секторы $\langle R_\gamma, \mathscr{H}_\gamma\rangle$ — её чисто квантовые компоненты. В рамках абстрактного подхода Хаага — Кастлера супер-