спина и изоспина обычных полей (число операторов суперизоспина в общем случае равно рангу группы автоморфизмов). Суперспин данного супермультиплета совпадает с низшим значением спина у физ. компонентных полей. Напр., киральное суперполе (12) имеет $Y=0$, а $N=1$ суперполе $\Phi_J(x, \theta, \bar{\theta})$, неприводимое по спину J, содержит четыре неприводимых супермультиплета с $Y=J-1/2$, J, J, $J+1/2$. В частности, суперполе (11) содержит мультиплеты с суперспинами 0 (дважды) и 1/2. Простые правила подсчёта существуют и для суперизоспинов. Напр., суперизоспин неприводимого $N=2$ супермультиплета равен изоспину состояния с наивысшим спином [8].

Выделение из суперполей неприводимых представлений осуществляется, как и в случае обычных полей, либо наложением дополнит. условий (устраняющих лишние суперспины), либо за счёт требования *калибровочной инвариантности*. Чтобы условия неприводимости были ковариантны относительно суперсимметрии, они должны строиться из ковариантных дифференц. операторов. Такими операторами являются ковариантные спинорные производные

$$D_{\alpha i}=\frac{\partial}{\partial\theta^{\alpha i}}+i(\sigma^{\mu})_{\alpha\dot{\beta}}\bar{\theta}^{\dot{\beta}}_{i}\partial_{\mu},$$
$$\bar{D}^{i}_{\dot{\alpha}}=-\frac{\partial}{\partial\bar{\theta}^{\dot{\alpha}}_{i}}+i\theta^{\beta i}(\sigma^{\mu})_{\beta\dot{\alpha}}\partial_{\mu}. \qquad (13)$$

Они антикоммутируют с генераторами группы суперсимметрии (4) и образуют супералгебру, изоморфную (5):

$$\{D_{\alpha i}, \bar{D}^{j}_{\dot{\beta}}\}=2i\delta^{j}_{i}(\sigma^{\mu})_{\alpha\dot{\beta}}\partial_{\mu}, \quad \{D_{\alpha i}, D_{\beta j}\}=0. \qquad (14)$$

Простейшими и наиб. геометричными являются условия, линейные по спинорным производным, напр. условия $N=1$ киральности, выделяющие в $\Phi(x, \theta, \bar{\theta})$ неприводимые части с суперспином 0:

$$\bar{D}_{\dot{\alpha}}\Phi(x, \theta, \bar{\theta})=0\Rightarrow\Phi\equiv\varphi(x_L, \theta)$$
или
$$D_{\alpha}\Phi(x, \theta, \bar{\theta})=0\Rightarrow\Phi=\tilde{\varphi}(x_R, \bar{\theta}), \quad x^{\mu}_{R}=(x^{\mu}_{L})^{+}=x^{\mu}-i\theta\sigma^{\mu}\bar{\theta}. \qquad (15)$$

Условия такого типа выражают аналитичность по грассмановым переменным (грассманову аналитичность) [9], т. к. они решаются через суперполя, определённые на С. с меньшим числом грассмановых образующих [в примере (15) — на $N=1$ киральном С.]. Принцип сохранения понятия грассмановой аналитичности лежит в основе суперполевой геометрии большинства известных суперсимметричных теорий (напр., полей Янга — Миллса, полей материи, *супергравитации*).

Возможны и условия более высокого порядка по спинорным производным. Напр., массивный векторный $N=1$ супермультиплет (суперспин $^1/_2$) выделяется условиями [2, 4, 7]

$$D^{\alpha}D_{\alpha}\Phi(x, \theta, \bar{\theta})=\bar{D}_{\dot{\alpha}}\bar{D}^{\dot{\alpha}}\Phi(x, \theta, \bar{\theta})=0; \quad \Phi=\Phi^{+}, \qquad (16)$$

к-рые следуют из соответствующих суперполевых ур-ний движения и содержат обычное условие поперечности для векторного поля $\partial^{\mu}A_{\mu}(x)=0$. Таким же условиям (однако вне массовой поверхности) удовлетворяет и напряжённость тензорного $N=1$ супермультиплета, включающего т. н. нотоф — калибровочный антисимметричный тензор, описывающий поле нулевой спиральности на массовой поверхности.

Смысл условий (15) или (16) становится ясным, если вместо нарушающей явную суперсимметрию процедуры разложения суперполей на компонентные поля пользоваться ковариантным методом проекций [5]. Идея этого метода состоит в том, чтобы вместе с исходным суперполем рассматривать и все его суперполевые проекции, получаемые действием на него всех возможных степеней спинорных производных. Поскольку каждая такая проекция начинается с соответствующей компоненты разложения по θ исходного суперполя, напр.:

$$\varphi(x_L, \theta)|_{\theta=0}=\varphi(x), \quad D_{\alpha}\varphi(x_L, \theta)|_{\theta=0}=\psi_{\alpha}(x), \ldots,$$

то их набор полностью эквивалентен набору исходных компонентных полей. Ковариантные условия типа (15) или (16) исключают, приравнивая нулю, все суперполевые проекции, кроме тех, к-рые составляют данный неприводимый супермультиплет.

Др. способ освободиться от лишних полей состоит в том, чтобы сделать их калибровочными. Так, вещественное скалярное $N=1$ суперполе (11) с калибровочной группой

$$V'(x, \theta, \bar{\theta})=V(x, \theta, \bar{\theta})+[\lambda(x_L, \theta)-\bar{\lambda}(x_R, \bar{\theta})] \qquad (17)$$

(где λ — произвольная калибровочная суперфункция) описывает абелев калибровочный $N=1$ супермультиплет [преобразования (17) включают обычное *калибровочное преобразование* векторного поля]. Он обладает суперспином $^1/_2$, супермультиплеты с нулевыми суперспинами становятся чисто калибровочными и могут быть исключены выбором калибровки. Неприводимый состав таких калибровочных суперполей удобно анализировать, приравнивая нулю все компоненты, сдвигающиеся на произвольные ф-ции при калибровочных преобразованиях (в т. н. калибровке Весса — Зумино) [4—6]. Калибровка Весса — Зумино для суперполя (17) имеет вид

$$V^{\text{В.З.}}(x, \theta, \bar{\theta})=-\theta\sigma^{\mu}\bar{\theta}A_{\mu}(x)+i\theta^{2}\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}\bar{\chi}^{\dot{\alpha}}(x)-i\bar{\theta}^{2}\theta^{\beta}\chi_{\beta}(x)+\theta^{2}\bar{\theta}^{2}D(x). \qquad (18)$$

Здесь $A_{\mu}(x)$ и $\chi_{\beta}(x)$, $\bar{\chi}^{\dot{\alpha}}(x)$ — поля фотона и фотино (суперсимметричного партнёра фотона), $D(x)$ — вспомогат. поле. С учётом остаточной калибровочной инвариантности $A_{\mu}\rightarrow A_{\mu}+\partial_{\mu}\lambda(x)$ [$\lambda(x)$ — калибровочная ф-ция] в суперполе (18) присутствуют 4+4 компоненты, составляющие калибровочный $N=1$ супермультиплет вне массовой поверхности.

Преимущества суперполевых формулировок. Осн. преимущество суперполевых формулировок суперсимметричных теорий над компонентными — наличие явной суперсимметрии вне массовой поверхности. Благодаря этому свойству наиб. полно выявляются замечат. геом. и квантовые следствия суперсимметрий. Как и в случае обычных полей, желательно, чтобы суперполя не были подвержены сторонним связям. Формулировки через суперполя без связей позволяют обнаруживать нетривиальные внутр. геометрии, присущие суперсимметричным теориям, они обладают простотой и элегантностью. Их главное практич. достоинство состоит в возможности построения инвариантной суперполевой теории возмущений, в рамках к-рой радикально упрощаются анализ сокращения квантовых расходимостей и доказательства конечности теории (открытие теорий поля, свободных от *ультрафиолетовых расходимостей*, — пока самое яркое достижение суперсимметрии). Доказательства конечности в суперполевом формализме основаны на общих теоремах о неперенормировке (отсутствии соответствующих суперполевых *контрчленов* [6]) и не требуют детальных расчётов диаграмм Фейнмана.

Построение явно инвариантных геом. суперполевых формулировок суперсимметричных теорий вне массовой поверхности полностью завершено для случаев $N=1$ и $N=2$. Существует также формулировка $N=3$ теории Янга — Миллса. Пока не найдено адекватного суперполевого описания $N=4$ теории Янга — Миллса и супергравитаций с $N\geqslant 3$. Остаётся пока нерешённой задача построения суперсимметричных теорий типа *Калуцы — Клейна теории* (в пространствах высоких размерностей) и полевых теорий протяжённых суперсимметричных объектов типа суперструны (см. *Суперструны*). Теоретико-групповой и геом. основой всех известных инвариантных суперполевых формулировок служит принцип сохранения простейших представлений глобальной суперсимметрии при вклю-