

Такой подход позволяет успешно описывать обширный класс процессов физики высоких энергий — жёсткие процессы. Классич. пример жёстких процессов — *глубоко неупругий процесс* рассеяния *лептонов* (электронов, мюонов, нейтрино) на нуклонах, изучение к-рого привело к представлению о партонах (почти свободных кварках и глюонах внутри нуклона) и стимулировало создание КХД. Глубоко неупругое рассеяние трактуется как результат упругого рассеяния лептона на одном из кварков нуклона. Измерение импульса рассеянных лептонов в таких процессах позволяет экспериментально найти f -ции распределения кварков и глюонов по доле переносимого ими импульса в быстро движущемся нуклоне (т. н. *структурные функции*). Оказалось, напр., что при передаваемых импульсах порядка неск. ГэВ (т. е. при исследовании структуры кварков на расстояниях порядка 10^{-14} см) примерно половина импульса переносится глюонами. Учёт хромодинамич. поправок приводит к медленному изменению партонных распределений при изменении пробного импульса Q (нарушение т. н. скейлинга Бёркена; см. *Масштабная инвариантность*). При увеличении Q можно проникнуть глубже внутрь кварка и должно наблюдаться увеличение числа кварк-антикварковых пар и глюонов, составляющих его поляризац. облако, с одновремен. уменьшением переносимой каждым партонном доли импульса. Эксперим. данные по нарушению скейлинга в глубоко неупругих процессах в целом неплохо согласуются с предсказаниями расчётов.

Аналогично жёсткие адронные процессы с образованием струй можно истолковывать как результат упругого рассеяния содержащихся в адронах кварков и глюонов с последующим их переходом в адроны. Особую проблему представляет при этом вопрос о механизме образования бесцветных адронов, входящих в состав струй. Обычно считается, что при рассеянии кварка по мере его удаления от точки столкновения между этим кварком и остающейся частью адрона возникает струнная конфигурация глюонного поля, к-рая затем разрывается с образованием «обесцвечивающей» кварк-антикварковой пары (фактически — большого числа таких пар), так что в результате возникают бесцветные мезоны, составляющие адронные струны. Полный расчёт подобных процессов в рамках КХД невыполним из-за того, что образование адронов происходит на больших расстояниях, где взаимодействие кварков и глюонов становится сильным. Поэтому убедительное доказательство в пользу существования описанного механизма отсутствует. На практике при обработке эксперим. данных используют упрощённые модели образования и разрыва струн.

Важную роль в КХД играет спонтанное нарушение симметрии. Из-за усиления взаимодействия на больших расстояниях нарушается присущая лагранжиану КХД приближённая масштабная инвариантность. При этом возникает характерная шкала С. в. ~ 200 МэВ (соответствующая расстояниям $\sim 10^{-13}$ см), о наличии к-рой свидетельствует появление ненулевого *вакуумного среднего* от следа тензора энергии-импульса глюонного поля. Др. словами, вакуум КХД (т. е. осн. состояние системы сильно взаимодействующих полей) населён флуктуирующими глюонными полями и имеет ненулевую (отрицательную) плотность энергии ϵ и избыточное давление p по сравнению с «наивным» вакуумом теории возмущений. Согласно существующим оценкам, $\epsilon = -p \approx -0,5$ ГэВ/ $(10^{-13}$ см) 3 . Характер вакуумных флуктуаций остаётся не вполне ясным; возможно, что существ. роль здесь играет *инстантоны*. Спонтанно нарушается также присущая лагранжиану КХД приближённая киральная симметрия, о чём свидетельствует появление ненулевых вакуумных средних от скалярных комбинаций, составленных из кварковых полей (кварковый *вакуумный конденсат*). Др. словами, вакуум КХД населён также кварк-антикварковыми парами, дающими

дополнит. отрицат. вклад в плотность энергии. Считается, что вследствие спонтанного нарушения симметрии кварки-кварцистицы, входящие в состав типичных адронов, приобретают значит. эфф. массу порядка 300—350 МэВ (т. н. конституентные кварки). Последоват. теория спонтанного нарушения симметрии в рамках КХД пока не разработана.

Фигурирующие в КХД асимптотически свободная (на малых расстояниях) и удерживающая (на больших расстояниях) фазы кварк-глюонной материи должны проявляться не только тогда, когда исследуется отклик системы на малых и больших масштабах, но и как её возможные макроскопич. состояния: предполагается, что при достаточно большой плотности барионов или при достаточно высокой темп-ре происходит образование *кварк-глюонной плазмы*, в к-рой кварки и глюоны взаимодействуют сравнительно слабо (так что вычисления можно проводить по теории возмущений). Ожидается, что необходимая для этого плотности энергии всего в неск. раз превышает ядерную плотность, что примерно соответствует плотности энергии внутри типичного адрона. Помимо ранней Вселенной в первые 10^{-5} — 10^{-4} с её эволюции (см. *Космология*) и, возможно, внутр. части *нейтронных звёзд* новое состояние материи могло бы образоваться при соударении тяжёлых ультрарелятивистских ионов. Ведутся соответствующие эксперименты с целью получения и идентификации кварк-глюонной плазмы в лаб. условиях.

Имеются все основания считать, что качеств. физ. элементы микроскопич. теории С. в. установлены. Теория взаимодействий на малых расстояниях хорошо разработана. Что же касается С. в. на больших расстояниях, то их количеств. теория пока не создана. Это относится, в частности, к механизму удержания кварков в адронах. Определ. надежды возлагаются здесь на прямые численные расчёты с помощью ЭВМ, в к-рых 4-мерный континуум пространства-времени заменяется набором точек дискретной решётки и непосредственно вычисляются квантовые средние наблюдаемых физ. величин (см. *Решётки метод* в КТП).

Лит.: Иден Р., Соударения элементарных частиц при высоких энергиях, пер. с англ., М., 1970; Токи в физике адронов, пер. с англ., М., 1976; Андреев И. В., Хромодинамика и жесткие процессы при высоких энергиях, М., 1981; Окунь Л. Б., Физика элементарных частиц, 2 изд., М., 1988; Индурайн Ф., Квантовая хромодинамика, пер. с англ., М., 1986. И. В. Андреев.

СИЛЬНОЛЕГИРОВАННЫЙ ПОЛУПРОВОДНИК — кристаллич. полупроводник, в к-ром примесные атомы (ионы) хаотически распределены в решётке, а их концентрация N превышает нек-рую критич. концентрацию $N_{кр}$. С. п. представляет собой *неупорядоченную систему* примесей внутри упорядоченной монокристаллич. полупроводниковой матрицы.

При слабом легировании (см. *Легирование полупроводников*) примесные атомы можно считать изолированными друг от друга. Волновые f -ции электронов и силовые поля U соседних примесных атомов (кулоновские для заряд. примесей — ионов, упругие — для нейтральных атомов) не перекрываются (рис. 1, а).

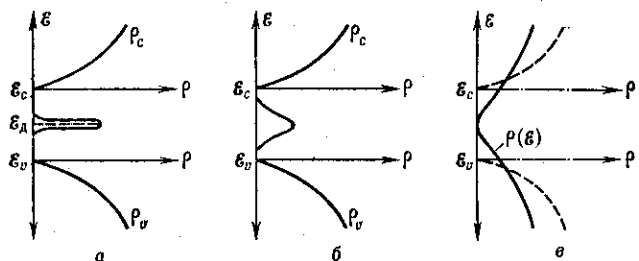


Рис. 1. Зависимость плотности примесных состояний ρ от их энергии ϵ для слаболегированного полупроводника (а); при среднем уровне легирования (б); при сильном легировании (в).