

объёмом всего тела. Источники М. — несовершенства кристаллич. строения: точечные дефекты и их скопления, дислокации и др. Расчёт М., осуществляемый с помощью теории упругости, показывает, что дислокации — наиб. важные источники медленно убывающего дальнедействующего поля М. (напряжения от дислокаций убывают обратно пропорционально расстоянию  $r$  от её центра, в то время как напряжения от линейной цепочки точечных дефектов убывают как  $1/r^2$ , а от скопления точечных дефектов сферич. формы — как  $1/r^3$ ).

В зависимости от взаимного расположения дислокаций вызываемые ими напряжения могут либо складываться, образуя макронапряжения, убывающие на расстояниях порядка размеров кристалла, либо компенсировать друг друга и убывать на расстояниях порядка расстояния между дислокациями, образуя микронапряжения. По мере приближения к дефекту напряжения возрастают по величине и могут достигать значений порядка предела прочности материала. На расстояниях, близких к центру дефекта, в области очень сильных искажений кристаллич. решётки смещения атомов настолько велики, что деформации достигают величины порядка единицы, понятие напряжений теряет определ. физ. смысл и для описания искажения возникает необходимость учёта дискретности среды, её конкретной атомарной структуры. М. определяют ряд физ. свойств кристаллов, и прежде всего закономерности их пластич. деформирования и разрушения.

**МИКРОНЕУСТОЙЧИВОСТИ ПЛАЗМЫ** — мелкомасштабные плазменные неустойчивости, опасные для удержания плазмы, к-рые не приводят к немедленному разрушению равновесного состояния плазмы, а оказывают влияние на её удержание через процессы переноса — диффузию частиц и теплопроводность. Именно в результате развития М. п. появляются мелкомасштабные пульсации электрич., магн. полей и концентрации плазмы, к-рые увеличивают потоки частиц и тепла поперёк магн. поля, удерживающего плазму.

Класс М. п. весьма обширен. В него входят: семейство дрейфовых неустойчивостей (дрейфовая универсальная, дрейфово-диссипативная, дрейфово-температурная и т. д.), связанных с градиентами концентрации и темп-ры плазмы; неустойчивости типа Кельвина — Гельмгольца в движущейся как целое плазме с неоднородным профилем скорости; конусные неустойчивости, связанные с анизотропным распределением электронов и наличием конуса потерь; токово-конвективная неустойчивость и др. (см. *Неустойчивости плазмы*). Источниками энергии для М. п. могут служить неоднородности плазмы и удерживающего её магн. поля, неравновесные распределения частиц по скоростям, относительное движение заряж. компонент и пр.

Обычно коэф. переноса, обусловленные М. п., зависят не только от парных столкновений частиц, но гл. обр. от взаимодействий волна — частица и могут на много порядков превосходить их классич. значения (см. *Переноса процессы*); в этих случаях говорят об аномальных диффузии и теплопроводности плазмы. Теория аномального переноса даёт спектры колебаний, возбуждаемых М. п. на нелинейной стадии развития неустойчивости. Если возникающая вследствие М. п. турбулентность можно представить в виде суперпозиции большого числа слабо взаимодействующих между собой колебаний, то она описывается методом слабой турбулентности с использованием квазилинейного приближения. Часто турбулентность плазмы оказывается сильной, поэтому при расчётах спектральных характеристик флуктуаций используют перенормировочные теории и размерностные оценки. Коэф. аномальной диффузии  $D_{\perp} \approx \lambda_m^2 \gamma_m$ , где  $\lambda_m$  — длина волны, а  $\gamma_m$  — инкремент роста наиб. неустойчивой моды колебаний. В случае дрейфово-диссипативной М. п. этот коэф.  $D_{\perp}$  порядка коэф. Бома диффузии  $D_B = cT_e/16\pi e n$ .

*Лит.: Rosenbluth M. N., Microinstabilities, в сб.: Plasma physics, Vienna, 1965, p. 485; Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З., Физика плазмы для физиков, М., 1979; Михайловский А. Б., Неустойчивости неоднородной плазмы, в кн.: Основы физики плазмы, т. 1, М., 1983.*

*Н. С. Ерохин.*

**МИКРОПРИЧИННОСТЬ** (локальность) — фундам. свойство взаимодействующих полей в локальной квантовой теории поля, состоящее в исчезновении коммутатора (антикоммутатора) операторов бозе-(ферми-) поля  $\phi(x)$  в *Гейзенберга представлении*:

$$[\phi(x), \phi(y)]_{\mp} = 0 \quad (1)$$

в точках пространства-времени, разделённых пространственноподобным интервалом  $(x - y)^2 = (x_0 - y_0)^2 - (x - y)^2 < 0$  (см. также *Локальная коммутативность*). Условие М. в формулировке Н. Н. Боголюбова, эквивалентное (1) с точностью до локализованных в точке  $x=y$  членов (на массовой поверхности), имеет вид

$$\delta j(x)/\delta g(y) = 0, \quad j(x) = i(\delta S/\delta g(x))S^+ \quad (2)$$

в области  $(x - y)^2 < 0$ , а также при временах  $x_0 < y_0$  в области  $(x - y)^2 > 0$  (вне светового конуса и во внутренней его полости, обращённой в прошлое). Здесь  $S = S(g)$  — матрица рассеяния как функционал классич. поля  $g(x)$ , роль к-рого могут играть неоператорные добавки к операторам поля, ф-ция включения взаимодействия и т. д. (знак «+» означает эрмитово сопряжение). Условия (1), (2) относятся ко всем, в т. ч. сколь угодно малым, значениям разности  $x - y$ , что и отражает приставка «микро-» в термине «М.».

Условия М. выполняются в аппарате квантовой теории поля многообразные ф-ции. В динамич. теории поля, основанной на полевом лагранжиане (гамильтониане), эти условия существенно ограничивают его структуру, приводя к необходимости локальности взаимодействия (отнесения операторов поля в лагранжиане к единой точке пространства-времени), отсутствия высших производных и т. п. Одновременно условия М. придают аппарату теории должную однозначность, фиксируя правила обхода особенностей амплитуд взаимодействия полей. В аксиоматической квантовой теории поля условия М. играют конструктивную роль одного из осн. постулатов, заменяющих в совокупности динамич. базис теории поля. Соответственно условия М. лежат в основе общего, не опирающегося на конкретные модели вывода аксиоматич. теории возмущений, аналитич. свойств амплитуд взаимодействий в комплексной плоскости энергетич. переменной, дисперсионных соотношений (см. также *Дисперсионных соотношений метод*), теоремы СРТ, Померанчука теоремы, Фруассара ограничения и др.

Физ. первоосновой требования М. служит причинности принцип, запрещающий влияние данного события на все предшествующие события («будущее не влияет на прошлое»). Должно отсутствовать также взаимное влияние событий, разделённых пространственноподобным интервалом: их временная последовательность абсолютна, и выбором системы отсчёта одно из них всегда может быть сделано предшествующим другому. Условия М. могли бы служить количеств. выражением принципа причинности при всех значениях  $x - y$  лишь в случае физ. реализуемости понятия точечного (локализованного в определ. точке пространства-времени) события. Именно такой точечный характер имеют события в нерелятивистской теории (в квантовой теории многих частиц), когда соответствующий аналог требования М. допускает прямую физ. интерпретацию (см. *Крамера — Кронига соотношения*).

Однако в релятивистской квантовой теории понятие точечного события лишено прямого физ. смысла. Это связано с неопределённостью соотношениями, устанавливающими ниж. границу протяжённости и длительности любого акта взаимодействия полей, измерения поля и т. п. Так, напр., координату покоящейся частицы мож-