

туаций электропроводности вблизи точки перехода, а также электрон-электронное взаимодействие.

В твёрдых растворах неупорядоченность играет относительно малую роль, т. к. обычно потенциалы замещающих атомов не сильно отличаются от потенциалов замещаемых атомов. Поэтому в первом приближении можно считать твёрдый раствор идеальным кристаллом, параметры  $k$ -рого являются промежуточными между параметрами смешиваемых компонентов (приближение виртуального кристалла). Однако в ряде свойств проявляются пространств. флуктуации состава раствора. Они вызывают, напр., рассеяние носителей заряда, уширение экситонных линий. Наблюдается также вызванная флуктуациями состава локализация экситонов в твёрдых растворах.

В твёрдых растворах и сплавах, содержащих магн. атомы, возникает неупорядоченность в расположении их спинов. Энергия спин-спинового взаимодействия сильно зависит от расстояния и может менять знак при небольших вариациях межатомного расстояния. Системы, обладающие таким свойством, наз. *спиновыми стёклами*. Расположение спинов в осн. состоянии спиновых стёкол является неупорядоченным, но вполне определённым для заданного расположения атомов. Наиб. важное экспериментально наблюдаемое проявление спиновой неупорядоченности такого типа — долговрем. магн. релаксация, состоящая в том, что при низких темп-рах  $T$  намагничённость системы определяется не только внеш. магн. полем и  $T$ , но и предысторией образца.

Лит.: Шкловский Б. И., Эфрос А. Л., Электронные свойства легированных полупроводников, М., 1979; Ли Ф-шиц И. М., Гредескул С. А., Пастур Л. А., Введение в теорию неупорядоченных систем, М., 1982; Мотт Н., Дэвис Э., Электронные процессы в некристаллических веществах, пер. с англ., 2 изд., т. 1—2, М., 1982; Займан Дж., Модели беспорядка, пер. с англ., М., 1982. А. Л. Эфрос.

**НЕУПРУГИЕ ПРОЦЕССЫ** (неупругое рассеяние) — столкновение частиц, сопровождающееся изменением их внутр. состояния, превращением в др. частицы или дополнит. рождением новых частиц. Н. п. являются, напр., возбуждение или ионизация атомов при их столкновении, ядерные реакции, превращения элементарных частиц при соударениях или множестве рождение частиц. Для каждого типа (канала) Н. п. существует своя наименьшая (пороговая) энергия столкновения, начиная с  $k$ -рой возможно протекание данного процесса. Полная вероятность рассеяния при столкновении частиц (характеризуемая полным эфф. сечением рассеяния) складывается из вероятностей упругого рассеяния и Н. п.; при этом между упругими и неупругими процессами существует связь, определяемая *оптической теоремой*. С. С. Герштейн.

**НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ** — метод исследования атомной динамики вещества (преим. в твёрдых телах и жидкостях). Изменение энергии нейтрона  $\Delta \mathcal{E}$  при неупругом рассеянии и зависимость  $\Delta \mathcal{E}$  от переданного импульса несёт информацию о спектре возбуждений вещества. Н. р. н. на ядрах (см. *Нейтроннография*) применяется для изучения элементарных возбуждений (*квазичастиц*), связанных с трансляц., колебат. и вращат. степенями свободы атомов и молекул. Магн. Н. р. н. позволяет исследовать возбуждения, возникающие при изменении спиновых и (или) орбитальных состояний электронов. Когерентная составляющая Н. р. н. даёт информацию о коллективных возбуждениях частиц (фононах, магнонах и т. д.), а некогерентная — о возбуждениях индивидуальных частиц (спектральной плотности их колебаний, диффузии и т. д.).

**Теоретическое описание.** Рассеяние нейтронов в веществе принято описывать сечением рассеяния  $\sigma$ , отнесённым к элементу телесного угла  $d\Omega$  и интервалу рассеянных энергий нейтронов  $d\mathcal{E}$ . Рассеяние нейтронов представляется в виде суммы когерентной и некогерентной составляющих, первая из  $k$ -рых имеет интерференц. природу, а вторая определяется суммой сечений рассеяний от отд. частиц.

Дифференц. сечение когерентного рассеяния на одну частицу для системы из частиц одного сорта может быть представлено в виде

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\mathcal{E}}\right)_k = \frac{p}{p_0} b_k S(Q, \varphi), \quad (1)$$

где  $p_0$  и  $p$  — импульсы падающего и рассеянного нейтронов с энергиями  $\mathcal{E}_0 = p_0^2/2m$  и  $\mathcal{E} = p^2/2m$  ( $m$  — масса нейтрона);  $\hbar\omega = \mathcal{E}_0 - \mathcal{E}$  и  $\hbar Q = p_0 - p$  — изменение энергии и импульса нейтрона при рассеянии;  $b_k$  — когерентная амплитуда рассеяния (значения  $b_k$  табулированы). Когерентная  $\phi$ -ция рассеяния  $S(Q, \omega)$  определяется только свойствами системы:

$$S(Q, \omega) = \frac{1}{2\pi\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{-i\omega t} \int d^3r e^{iQr} G(r, t). \quad (2)$$

Здесь  $G(r, t)$  — парная *корреляционная функция*, описывающая пространственно-временную корреляцию в расположении частиц системы:

$$G(r, t) = \frac{1}{N} \int d^3r' \langle \rho(r' - r, t = 0) \rho(r', t) \rangle, \quad (3)$$

где  $\rho(r, t)$  — плотность частиц в точке  $r$  пространства в момент времени  $t$ , а среднее  $\langle \dots \rangle$  вычисляется по равновесному состоянию системы частиц. Усреднённое по времени значение парной корреляц.  $\phi$ -ции

$$G_{\infty}(r) = G(r, t \rightarrow \infty) = \frac{1}{N} \int d^3r' \langle \rho(r' - r) \rangle \langle \rho(r') \rangle$$

определяет в (2) упругое рассеяние, происходящее без изменения энергии нейтронов,  $S_{\text{уп}}(Q, \omega) \sim \delta(\hbar\omega)$ . Неупругое рассеяние в (2) определяется разностью  $G'(r, t) = G(r, t) - G_{\infty}(r)$ , зависящей лишь от флуктуаций плотности частиц,  $\delta\rho(r, t) = \rho(r, t) - \langle \rho(r) \rangle$ . Т. о., когерентное Н. р. н. определяется динамикой флуктуаций плотности частиц вещества и поэтому связано с коллективными возбуждениями системы.

Дифференц. сечение некогерентного рассеяния описывается  $\phi$ -лой

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\mathcal{E}}\right)_{\text{нк}} = \frac{p}{p_0} \frac{\sigma_{\text{нк}}}{4\pi} \frac{1}{2\pi\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{-i\omega t} \int d^3r e^{iQr} G_s(r, t), \quad (4)$$

где  $\sigma_{\text{нк}}$  — сечение некогерентного рассеяния для частиц данного сорта ( $\sigma_{\text{нк}}$  табулированы). Автокорреляц.  $\phi$ -ция

$$G_s(r, t) = \frac{1}{N} \sum_i \langle \delta[R_i(t) - R_i(0) - r] \rangle, \quad (5)$$

где  $R_i(t)$  — координата  $i$ -й частицы в момент времени  $t$ .  $\phi$ -ция  $G_s(r, t)$  описывает временную корреляцию в положении одной и той же частицы и поэтому несёт информацию о динамике (колебаниях, диффузии и т. д.) отд. частиц.

**Н. р. н. в кристаллах.** Наиб. успешно метод Н. р. н. используется при исследовании *колебаний кристаллической решётки*. Он позволяет определить фоновые дисперсионные кривые и плотность фоновых состояний. Кристаллы обладают трансляц. симметрией, и поэтому малые колебания атомов в них характеризуются определёнными значениями волнового вектора  $q$ , характеризующего пространство, когерентность смещений атомов решётки. В результате этого зависимость сечения когерентного (однофонового) рассеяния нейтронов от их энергии содержит резко выраженные пики, положение  $k$ -рых определяется законами сохранения энергии  $\hbar\omega = \hbar\omega_\lambda(q)$  и импульса  $\hbar Q = \hbar(q + H)$ , где  $\omega_\lambda(q)$  — частота колебаний ветви  $\lambda$  с волновым вектором  $q$ , приведённым к первой зоне Бриллюэна с помощью выбора вектора *обратной решётки*  $H$ .

Для монокристаллической решётки  $\phi$ -ция однофонового когерентного рассеяния

$$S(Q, \omega) = [1 + n(\omega)] \sum_\lambda |G_\lambda|^2 \frac{\hbar}{\pi} \frac{2\omega_\lambda(q)}{(\omega^2 - \omega_\lambda^2)^2 + [2\omega_\lambda(q)]^2}. \quad (6)$$