

Характерную величину  $D$  р. э. в плазме можно оценить след. образом. Полное разделение зарядов в равновесной плазме (в  $k$ -рой темп-ры  $T$  электронов и ионов равны) происходит, если потенц. энергия взаимодействия частиц  $e\phi$  по порядку величины равна тепловой энергии движения частицы  $kT/2$  в направлении разделения  $e\phi \approx kT/2$ . При смещении слоя электронов плотности  $n$  относительно ионов на величину  $r$  потенц. энергия взаимодействия  $e\phi = 2\pi n e r^2$ . Приравнявая её тепловой энергии частицы, получим оценку величины разстояния  $r$ , на  $k$ -ром возможно разделение зарядов в равновесной плазме; это и есть  $D$  р. э.  $r_D = (kT/4\pi n e^2)^{1/2}$ . Величина  $D$  р. э. зависит от свойств среды: концентрации заряд. частиц, их массы, величины заряда и скорости.  $D$  р. э. мал по сравнению с пространственными размерами плазмы, и она в целом является квазинейтральной. Нарушение квазинейтральности возможно в слоях толщиной порядка  $D$  р. э. Такие слои возникают, напр., в пограничных областях при контакте плазмы с твёрдым телом. Отрицат. потенциал в таких слоях препятствует уходу электронов из объёма плазмы на поверхность твёрдого тела.

Если плазма неравновесна, то характерный масштаб области разделения зарядов может существенно превышать  $D$  р. э. Напр., в волнах пространственного заряда (см. *Ленгмюровские волны*) разделение зарядов происходит на размерах, сравнимых с длиной волны,  $k$ -рая может быть больше  $D$  р. э. В плазме с током возможно такое пространственное разделение зарядов (т. н. *двойной электрический слой*), характерный размер  $k$ -рого может достигать десятков  $D$  р. э.

$D$  р. э. — макс. *прицельный параметр*, на  $k$ -ром происходит кулоновское взаимодействие при парных столкновениях заряд. частиц в плазме. Т. к. вследствие дебаевской экранировки электр. поле кулоновского взаимодействия на расстояниях убывает экспоненциально, то в тех случаях, когда заряд. частица имеет прицельный параметр больше  $r_D$ , фактически никакого рассеяния при столкновениях заряд. частиц не происходит. На расстояниях, больших по сравнению с  $D$  р. э., взаимодействие носит коллективный характер, т. е. осуществляется через самосогласованные электр. и магн. поля, создаваемые ансамблем заряд. частиц. Для того, чтобы такое взаимодействие было эффективным, необходимо, чтобы число частиц в дебаевской сфере (т. н. параметр идеальности  $g = nr^3_D$ ) было существенно больше единицы:  $g \gg 1$ . Такую плазму называют идеальной. Если  $g \leq 1$ , то в такой плазме ср. энергия кулоновского взаимодействия соседних заряд. частиц сравнима или даже больше их кинетич. энергии теплового движения. Ур-ние состояния такой плазмы весьма сложно (см. *Неидеальная плазма*).

В полупроводниках  $r_D^2$  пропорционален ср. энергии тепловых колебаний решётки и обратно пропорционален плотности носителей тока,  $k$ -рая увеличивается при возрастании темп-ры.

*Лит.*: Франк-Каменецкий Д. А., Лекции по физике плазмы, 2 изд., М., 1968; Спитцер Л., Физика полностью ионизованного газа, [пер. с англ.], М., 1965; Кролл Н., Трайвеллис А., Основы физики плазмы, пер. с англ., М., 1975; Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З., Физика плазмы для физиков, М., 1979.

**ДЕБАЕГРАММА**, рентгенограмма, снятая по Дебая-Шеррера методу. Представляет собой дифракц. изображение поликристалла в монохроматич. рентг. излуче-



Дебаеграмма соединения  $CuZn_{13}$ , снятая с использованием характеристического  $K_{\alpha}$ -излучения Си.

нии, зафиксированное на фотоплёнке (рис.). Д. обычно получают в дебаевской рентгеновской камере, имеющей вид цилиндрич. кассеты, на оси  $k$ -рой расположен

образец, а первичный луч проходит перпендикулярно этой оси. Каждая кристаллич. структура имеет для данной длины волны излучения характерный набор углов отражения и интенсивностей дифракц. линий. Это позволяет составить картотеки стандартных Д., с помощью  $k$ -рых можно, в принципе, установить фазовый состав любого поликристаллического объекта, имеющего многокомпонентное гетерогенное строение. Если дифрагированное излучение регистрируется фотоэлектрич. методом, то соответствующая рентгенограмма называется *дифрактограммой*.

*Лит.* см. при ст. Дебая — Шеррера метод.

А. В. Колтаков.

**ДЕБАЙ** (D, D) — внесистемная единица электр. дипольного момента молекул. Названа по имени П. Дебая.  $1 D = 1 \cdot 10^{-18}$  ед. СГСЭ  $= 3,33564 \cdot 10^{-30}$  Кл·м.

**ДЕБА́НЧЕР** — то же, что *разгруппирователь*.

**ДЕБА́Н ЗАКОН ТЕПЛОЁМКОСТИ** — теоретически выведенная П. Дебаем в 1912 ф-ла, согласно  $k$ -рой теплоёмкость  $C$  твёрдого тела при низких темп-рах  $T$  пропорц. кубу темп-ры:

$$C = \frac{2}{5} \pi^2 kV (kT/\hbar\bar{c})^3, \quad (*)$$

где  $V$  — объём,  $\bar{c}$  — ср. скорость звука. При низких темп-рах можно не делать различия между теплоёмкостью при пост. объёме  $C_V$  и пост. давлении  $C_P$ , поскольку в данном случае  $C_P - C_V \propto T^7$ .

Для всех твёрдых тел при  $T \rightarrow 0$  теплоёмкость решётки удовлетворительно описывается ф-лой (\*). Это связано с тем, что при низких темп-рах дебаевское приближение (см. *Дебая теория*) соответствует характеру колебат. спектра твёрдого тела: существованию трёх акустич. ветвей колебаний (см. *Динамика кристаллической решётки*). Различие проявляется вблизи температурных границ  $T_{gr}$  применимости теории Дебая. Для простых кристаллич. решёток (элементы и простые соединения)  $T_{gr}$  порядка неск. десятков К. Для более сложных решёток, а также для анизотропных структур (например, квазидвумерных и квазидномерных)  $T_{gr}$  существенно ниже ( $T_{gr} \ll \theta_D$ , где  $\theta_D$  — *Дебая темп-ратура*).

При сравнении эксперим. результатов с Д. з. т. имеется в виду только теплоёмкость решётки и исключается её электронная и др. составляющие (см. *Теплоёмкость*).

*Лит.* см. при ст. Дебая теория.

**ДЕБА́Я ТЕМПЕРАТУ́РА** — характеристич. темп-ра  $\theta_D$  твёрдого тела, вводимая соотношением:

$$k\theta_D = \hbar\omega_D, \quad (1)$$

где  $\omega_D$  — макс. частота колебаний кристаллич. решётки, определяемая из условий равенства числа колебаний, приходящихся на частотный интервал от 0 до  $\omega_D$ , полному числу колебат. степеней свободы решётки (см. *Дебая теория*).

При низких темп-рах ( $T \ll \theta_D$ ) в кристалле возбуждаются только низкочастотные колебания, частота  $k$ -рых  $\omega \sim kT/\hbar$ . Эти колебания характеризуются линейной зависимостью частоты  $\omega$  от волнового вектора  $q$ :  $\omega = cq$ , где  $c$  — *скорость звука* (см. *Колебания кристаллической решётки*). Исходным пунктом теории Дебая является распространение акустич. закона дисперсии на все частоты вплоть до предельной  $\omega_D$ . Поскольку длина звуковой волны должна быть велика по сравнению с постоянной решётки  $a$ , то предельная частота  $\omega_D$  по порядку величины равна:  $\omega_D \sim c/a$ . Следовательно, для Д. т. справедлива порядковая оценка:

$$\theta_D \approx \hbar c/ka. \quad (2)$$

Более строгая ф-ла для Д. т. имеет вид:

$$\theta_D = \frac{\hbar c}{k} \left( \frac{6\pi^2 Nv}{V} \right)^{1/3}, \quad (3)$$