

для разреженных газов $\epsilon \approx 1 + 4\pi N p_0^2 / 3kT$ (Ланжевена — Дебая формула).

Сходный механизм поляризации связан с перескоком под действием электрич. поля отд. ионов из одних положений равновесия в другие. Такой механизм особенно часто наблюдается в молекулах с водородной связью, где ионы водорода имеют обычно неск. положений равновесия.

Поляризация конденсированных сред определяется теми же механизмами, к-рые указаны выше для молекул. Расчёт ϵ (как и др. констант) конденсированных сред весьма сложен. Однако иногда оказываются эффективными простые приближённые ф-лы. Так, соотношение (3) хорошо выполняется для конденсированных веществ, если в них молекулы сохраняют свою индивидуальность, напр. для молекулярных кристаллов. Для ионных кристаллов удаётся разделить вклады ионной и электронной поляризации. Последняя определяет ϵ_∞ — диэлектрич. проницаемость при частотах ω , больших собств. частот колебаний ионов (оптич. колебаний кристаллической решётки), но меньших характерных электронных частот. В диэлектрич. проницаемости при $\omega=0$ (ϵ_0) дают вклады как ионная, так и электронная поляризации. В пренебрежении ангармонизмом ϵ_0 определяется теми же коэф. «жесткости» для относительного сдвига подрешёток одинаковых ионов, что и предельные частоты поперечных оптич. колебаний. От величины ϵ_∞ зависит электрич. поле, возникающее при продольных оптич. колебаниях и определяющее отличие частот продольных (ω_L) и поперечных (ω_T) колебаний. Для двухатомных кристаллов (напр., NaCl) сказанное отражает ф-ла:

$$\frac{\epsilon_0}{\epsilon_\infty} = \frac{\omega_L^2}{\omega_T^2},$$

являющаяся простейшей формой более общей ф-лы Лиддана — Сакса — Теллера.

Значение ϵ конденсированной среды существенно зависит от структуры вещества и от внеш. условий, обычно меняясь в пределах от неск. единиц до неск. десятков (у сегнетоэлектриков до 10^5 ; см. табл. в ст. *Диэлектрическая проницаемость*). Такой разброс значений ϵ объясняется отчасти тем, что в разных веществах осн. вклад в ϵ дают разл. механизмы поляризации. Напр., в Д. с полярными молекулами, где наблюдается ориентационная поляризация, ϵ сравнительно велика (для воды $\epsilon=81$).

Диэлектрики в переменном поле. Если E изменяется во времени, то поляризация Д. не успевает следовать за вызывающим её перем. электрич. полем, т. к. смещения зарядов не могут происходить мгновенно. Вследствие этого векторы \mathcal{P} и D в данный момент времени t зависят от значений ф-ции $E(t)$ во все предшествующие моменты времени:

$$D(t) = E(t) + \int_{-\infty}^t dt' f(t - \tau) E(\tau),$$

где вид ф-ции f зависит от свойств среды.

Поскольку любое перем. поле можно представить в виде совокупности полей, меняющихся по гармонич. закону, то достаточно рассмотреть поведение Д. в поле $E = E_0 \exp(i\omega t)$. Под действием такого поля величины D и \mathcal{P} будут колебаться также гармонически с той же частотой ω . Однако между колебаниями D и E будет существовать разность фаз, что вызвано отставанием поляризации \mathcal{P} от E . Зависимость $D(E)$ выражается ф-лой:

$$D = \epsilon(\omega) E.$$

Диэлектрич. проницаемость $\epsilon(\omega)$ является комплексной величиной $\epsilon(\omega) = \epsilon'(\omega) + i\epsilon''(\omega)$, т. е. характеризуется двумя величинами ϵ' и ϵ'' , зависящими от ω . Абс. величина $|\epsilon(\omega)| = \sqrt{\epsilon'^2 + \epsilon''^2}$ определяет амплитуду колебания D , а отношение $\epsilon''/\epsilon' = \tan \delta$ определяет разность фаз

д между колебаниями D и E . Величина δ наз. углом диэлектрических потерь в связи с тем, что наличие разности фаз приводит к поглощению энергии электрич. поля в Д. Действительно, работа, совершаемая полем E в единице объёма Д., выражается интегралом $\int E d\mathcal{P}$.

Взятый за 1 период колебания этот интеграл обращается в 0, если \mathcal{P} и E колеблются синфазно ($\delta=0$) или в противофазе ($\delta=\pi$). В остальных случаях интеграл $\neq 0$. Доля энергии, теряемой за 1 период, равна ϵ'' .

В перем. электрич. полях высоких частот, напр. в поле световой волны, свойства Д. принято характеризовать преломления показателем n и поглощения показателем k (вместо ϵ' и ϵ''). Показатель преломления n равен отношению скоростей распространения эл.-магн. волн в Д. и в вакууме; k характеризует затухание эл.-магн. волны в Д. Величины n , k , ϵ' и ϵ'' связаны соотношением:

$$n + ik = \sqrt{\epsilon' + i\epsilon''}.$$

Дисперсия диэлектрической проницаемости. Зависимость диэлектрич. проницаемости от частоты перем. поля $\epsilon(\omega)$ наз. частотной или временной дисперсией диэлектрич. проницаемости.

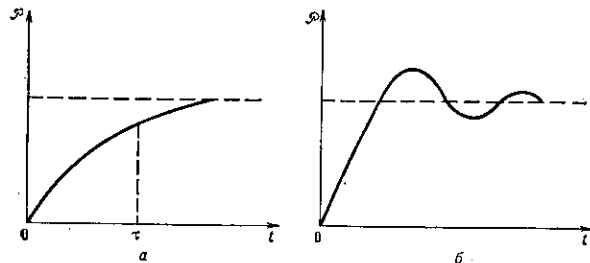


Рис. 1. Две характерные зависимости поляризации диэлектрика \mathcal{P} от времени t : а — релаксационная, б — резонансная. Постоянное электрическое поле E включается в момент времени $t=0$.

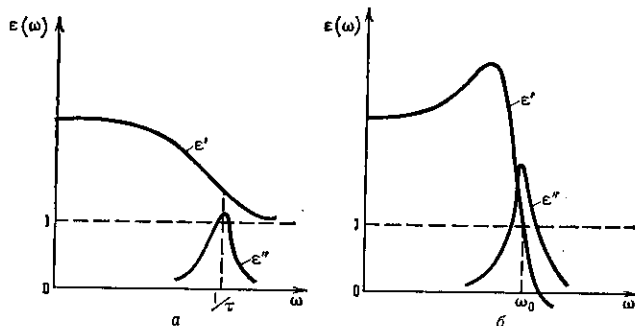


Рис. 2. а — Релаксационный характер дисперсии диэлектрической проницаемости $\epsilon(\omega)$, соответствующий зависимости $\mathcal{P}(\omega)$, изображённой на рис. 1, а; б — Резонансный характер дисперсии $\epsilon(\omega)$, соответствующий зависимости, изображённой на рис. 1, б.

Из общих соображений можно показать, что ф-ция $\epsilon'(\omega)$ является чётной: $\epsilon'(-\omega) = \epsilon'(\omega)$, а ф-ция $\epsilon''(\omega)$ — нечётной: $\epsilon''(-\omega) = -\epsilon''(\omega)$. Кроме того, ф-ция $\epsilon'(\omega)$ и $\epsilon''(\omega)$ связаны интегральными Крамерса — Кронига соотношениями. Характер зависимостей $\epsilon'(\omega)$ и $\epsilon''(\omega)$ отражает процесс установления поляризации во времени. Если изменение \mathcal{P} при включении поля имеет характер затухающих колебаний (рис. 1, б), то зависимости $\epsilon'(\omega)$ и $\epsilon''(\omega)$ наз. резонансными (рис. 2, б). При ориентационной поляризации $\mathcal{P}(t)$ — экспонента (рис. 1, а). В этом случае $\epsilon'(\omega)$ и $\epsilon''(\omega)$ наз. релаксационными (рис. 2, а).

Ф-ция $\epsilon(\omega)$ имеет простой вид лишь для простейших систем, напр. для разреженного инертного газа. Если