ствия между статич. зарядами в среде. Матричный характер Д. п. ведёт к тому, что даже «гладкое» внеш. воздействие $\rho^e(\boldsymbol{k}+0,\ \omega)$ порождает быстро осциллирующие в пространстве компоненты $\rho(\boldsymbol{k}+\boldsymbol{g},\ \omega)$ с произвольными значениями $\boldsymbol{g}$. Среди них имеется и «гладкая» компонента $\rho(\boldsymbol{k}+0,\ \omega)$. Соотношение между нею и $\rho^e(\boldsymbol{k}+0,\ \omega)$ определяет т. н. макроскопич. Д. п. кристалла:

$$\varepsilon(\boldsymbol{k},\ \omega)=[\varepsilon_l^{-1}(\boldsymbol{k}+0,\ \boldsymbol{k}+0,\ \omega)]^{-1}.$$

Хотя эта величина и не описывает всех электродинамич. свойств кристалла, но она, как и соответствующий тензор Д. п. $\varepsilon_{\alpha\beta}(\boldsymbol{k},\ \omega)$, даёт усреднённое (по объёмам, размер к-рых велик по сравнению с параметром кристаллич. решётки, но мал по сравнению с величиной $1/k$) описание свойств кристалла. Именно величина $\varepsilon_{\alpha\beta}$ используется в *кристаллофизике* в качестве тензора Д. п.

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 9 изд., М., 1976; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Агранович В. М., Гинзбург В. Л., Кристаллооптика с учётом пространственной дисперсии и теория экситонов, 2 изд., М., 1979; Пайнс Д., Нозьер Ф., Теория квантовых жидкостей, пер. с англ., М., 1967; Долгов О. В., Максимов Е. Г., Эффекты локального поля и нарушение соотношений Крамерса — Кронига для диэлектрической проницаемости, «УФН», 1981, т. 135, с. 441.

О. В. Долгов, Д. А. Киржниц, Е. Г. Максимов.

Д. п. плазмы. Особенности диэлектрич. свойств плазмы определяются тем, что плазма является газом кулоновски взаимодействующих частиц, поэтому в ней имеется самосогласованное поле, роль к-рого в большинстве случаев заметно бо́льшая, чем роль столкновений. В плазме доминирующую роль играют коллективные движения, приводящие к таким специфическим эффектам, как бесстолкновительное затухание волн — *Ландау затухание*, бесстолкновительные процессы переноса. Сами же коллективные движения — колебания и волны — определяются диэлектрич. свойствами плазмы. Д. п. плазмы, как анизотропной среды, связана с тензором проводимости $\sigma_{\alpha\beta}$ соотношением (система единиц СГС):

$$\varepsilon_{\alpha\beta}=\delta_{\alpha\beta}+\frac{4\pi i}{\omega}\,\sigma_{\alpha\beta}(\boldsymbol{k},\ \omega). \qquad (1)$$

Проводимость плазмы $\sigma_{\alpha\beta}$ определяется с помощью решения кинетич. ур-ний для заряж. частиц относительно их ф-ций распределения f_l (где l — сорт частицы).

Знание f_l как функции частоты ω, волнового вектора $\boldsymbol{k}$ и самосогласованного электрич. поля E позволяет найти ток j_α по формуле $j_\alpha=\sum\limits_l e_l\int v_\alpha f_l dv$, где e_l — заряд, v_α — скорость частицы. В практически весьма важном случае относительно малых амплитуд перем. полей задача о нахождении $\sigma_{\alpha\beta}$ для однородной равновесной плазмы решается до конца. При этом кинетич. ур-ния линеаризуются относительно малых амплитуд отклонений δf_l от стационарной ф-ции распределения f_{0l}. Используя (1) и линейные относительно токов ур-ния Максвелла, для самосогласованных полей получают систему линейных ур-ний, определяющих собственные колебания плазмы:

$$\Lambda_{\alpha\beta}E_\beta\equiv\left[\frac{k^2c^2}{\omega^2}\left(\frac{k_\alpha k_\beta}{k^2}-\delta_{\alpha\beta}\right)+\varepsilon_{\alpha\beta}(\omega,\ \boldsymbol{k})\right]E_\beta=0. \qquad (2)$$

Решение системы (2) существует в случае равенства нулю определителя системы

$$\det\left[\Lambda_{\alpha\beta}(\omega,\ \boldsymbol{k})\right]=0. \qquad (3)$$

Решение ур-ния (3) позволяет найти собственные частоты плазмы и дисперсионную зависимость $\omega(k)$. Если же решается задача о распространении волн в плазме (задана частота волны), то (2) определяет волновой вектор $\boldsymbol{k}$ как функцию ω. Ур-ние (3) даёт комплексные значения собственных частот, т. е. $\omega^s=\omega_0^s+i\gamma^s$, где ω_0^s — частота собственных колебаний, γ^s — декремент их затухания. Для почти периодич. волн $\omega_0^s\gg\gamma^s$. Отсюда можно сделать ряд общих выводов относительно поглощающих свойств плазмы, используя лишь общий вид $\varepsilon_{\alpha\beta}$. Действительно, энергия Q почти периодич. волны, поглощаемая в единицу времени средой, определяется средним по периоду значением от скалярного произведения плотности тока $\boldsymbol{j}$ на вектор электрич. поля волны $\boldsymbol{E}$, т. е.

$$Q=\langle\mathrm{Re}\,\boldsymbol{j}\ \mathrm{Re}\,\boldsymbol{E}\rangle=\frac{1}{2}\cdot\frac{\omega^2}{4\pi}\,\varepsilon''_{\alpha\beta}E_\alpha E_\beta^*, \qquad (4)$$

где $\varepsilon''_{\alpha\beta}$ — антиэрмитова часть тензора Д. п., определяющая поглощение волны средой или её затухание.

В связи с малостью затухания эрмитова часть Д. п. $\varepsilon'_{\alpha\beta}\gg\varepsilon''_{\alpha\beta}$, поэтому найти собственные колебания плазмы можно методом теории возмущений. В нулевом приближении в $\Lambda_{\alpha\beta}^{(0)}$ подставляется $\varepsilon'_{\alpha\beta}$, а в след. приближении, учитывая ортогональность собственных векторов эрмитовой задачи $\Lambda_{\alpha\beta}^{(0)}\boldsymbol{e}_\beta^s=0$, находится декремент затухания с помощью ф-лы

$$\gamma^s=\frac{-e_\alpha^{s*}\,\varepsilon''_{\alpha\beta}\,e_\beta^s}{e_\gamma^{s*}\left(\partial\Lambda_{\gamma\delta}^{(0)}/\partial\omega\right)e_\delta^s}, \qquad (5)$$

где $\boldsymbol{e}_\gamma^s$, $\boldsymbol{e}_\delta^s$ — соответствующие собственные векторы. Соотношения (1) — (5) справедливы и для слабонеравновесных ф-ций распределения.

В общем случае при распространении волн большой амплитуды задача о диэлектрич. свойствах плазмы резко осложняется и решается лишь в отд. частных случаях. См. также *Волны в плазме.*

Лит.: Гинзбург В. Л., Распространение электромагнитных волн в плазме, 2 изд., М., 1967; Силин В. П., Рухадзе А. А., Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред, М., 1961; Ораевский В. Н., Периодические волны в бесстолкновительной плазме, в сб.: Основы физики плазмы, М., 1983.

В. Н. Ораевский.

ДИЭЛЕКТРИ́ЧЕСКАЯ ПРОНИЦА́ЕМОСТЬ АБСОЛЮ́ТНАЯ (абсолютная диэлектрическая проницаемость) — величина, равная произведению диэлектрич. проницаемости ε и *электрической постоянной* ε_0:

$$\varepsilon_a=\varepsilon\varepsilon_0.$$

Т. к. *диэлектрическая проницаемость* — безразмерная величина, зависящая только от свойств вещества, то ε_a имеет ту же размерность, что и ε_0; выражается в СИ в *фарад на метр.*

ДИЭЛЕКТРИ́ЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕ́НИЯ — измерения статич. и динамич. диэлектрич. проницаемости веществ $\varepsilon=\varepsilon'+i\varepsilon''$ и связанных с нею величин, напр. тангенса угла *диэлектрических потерь* $\mathrm{tg}\ \delta=\varepsilon''/\varepsilon'$ (см. *Диэлектрики*). Диапазон значений ε' и ε'', доступных для определения: 10^3-10^6 для ε' и $10^{-5}-10^5$ для ε''. Типичные точности измерений $\sim1\%$ для ε' и $\sim10\%$ для ε''. Д. и. основаны на явлениях взаимодействия эл.-магн. поля с электрич. дипольными моментами частиц вещества и являются одним из важнейших методов исследования атомного строения твёрдых тел, жидкостей и газов.

Методы Д. и. многообразны: они зависят от агрегатного состояния вещества, от абс. величин и симметрийных свойств ε, от частоты ν и интенсивности эл.-магн. поля. Д. и. охватывают широкий диапазон частот от инфранизких (10^{-5} Гц) до $\nu\sim10^{15}$ Гц (рис. 1), где они смыкаются с оптич. измерениями. Начиная с $\nu\geqslant10^{11}$ Гц наравне с комплексной ε оперируют комплексным показателем преломления $n=n'+ik$ (k — показатель поглощения). Между ε и n для немагн. материалов существует однозначная связь:

$$n=\sqrt{\varepsilon};\ \ \varepsilon'=n'^2-k^2;\ \ \varepsilon''=2n'k.$$

В основе большинства методов Д. и. при $\nu\leqslant10^8$ Гц лежит процесс зарядки и разрядки измерит. конденсатора, заполненного исследуемым веществом. Измеряя ёмкость C и проводимость $1/R$ конденсатора, рассчитывают ε' и ε'':

$$\varepsilon'=\frac{dC}{S};\quad \varepsilon''=\frac{d}{S\nu R}.$$

Здесь d — расстояние между обкладками конденсатора, S — площадь каждой из них. На инфранизких частотах