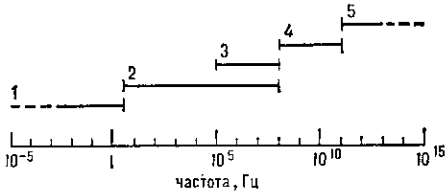


С определяют, измеряя разрядный ток I конденсатора, выдержанного под напряжением U :

$$C = \frac{1}{U} \int_0^{\infty} I(t) dt,$$

а $1/R$ рассчитывают по скорости спада I . На частотах до $\omega \sim 10^7$ Гц C и $1/R$ измеряют с помощью мостовых

Рис. 1. Методы диэлектрических измерений: 1 — разряд конденсатора, 2 — мостовые схемы, 3 — LC-контур, 4 — волноводные линии, 5 — ИК-спектроскопия.



схем (рис. 2). Начиная с $\nu \sim 10^5$ Гц и вплоть до 10^8 Гц для определения C используют колебат. контуры, настраивая контур в резонанс с частотой поля.

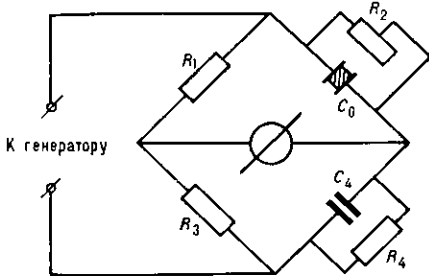


Рис. 2. Мост Шеринга; при условии баланса: $\epsilon' = \frac{R_3 C_2}{R_1 C_0}$; $\epsilon'' = \frac{1}{2\pi C_0 \nu} \left(\frac{R_3}{R_1 R_4} - \frac{1}{R_2} \right)$, где C_0 — ёмкость пустого конденсатора.

В диапазоне метровых и сантиметровых волн ($\omega \sim 10^8 - 10^{11}$ Гц) применяют волноводные методы. Исследуемый образец помещают в разрыв центрального проводника коаксиального кабеля или внутрь волновода и регистрируют зондом связанное с этим изменение структуры поля в линии. Обычно образец располагают на задней стенке замкнутого отрезка линии (рис. 3); измеряя коэф. бегущей волны K_B и расстояние x от передней грани образца до первого узла стоячей волны, определяют ϵ' и ϵ'' из соотношений:

$$\frac{\text{th } \gamma d}{\gamma d} = -i \frac{\lambda_B}{2\pi d} \frac{K_B - i \text{tg } \frac{2\pi}{\lambda_B} x}{1 - i K_B \text{tg } \frac{2\pi}{\lambda_B} x};$$

$$\lambda_B = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - (\lambda/\lambda_T)^2}}; \quad \gamma = \frac{2\pi}{\lambda_B} \sqrt{\epsilon' - i\epsilon'' - \left(\frac{\lambda}{\lambda_T}\right)^2}.$$

Здесь λ — длина волны в свободном пространстве, d — толщина образца, λ_B — длина волны в волноводе, λ_T — граничная длина волны волновода.

Начиная с $\nu \sim 10^{11}$ Гц Д. и. проводят в свободном пространстве; измеряют коэф. пропускания T эл.-магн. волн плоскопараллельной пластинкой вещества (рис. 4) или коэф. отражения R от бесконечного слоя, а также соответствующие им фазовые сдвиги волны в образце ϕ и ψ . По Френеля формулам рассчитывают n и k :

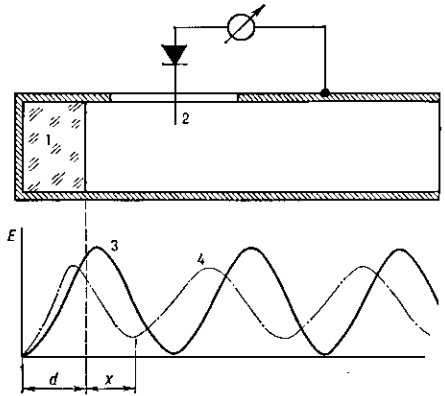
$$T = \frac{\exp(-4\pi kd/\lambda) [(1-R)^2 + 4R \sin^2 \psi]}{[1-R \exp(-4\pi kd/\lambda)]^2 + 4R \exp(-4\pi kd/\lambda) \sin^2(2\pi nd/\lambda + \psi)};$$

$$\phi = \frac{2\pi nd}{\lambda} - \text{arctg} \frac{k(n^2 + k^2 - 1)}{(k^2 + n^2)(2+n) + n} +$$

$$+ \text{arctg} \frac{R \exp(-4\pi kd/\lambda) \sin 2(2\pi nd/\lambda + \psi)}{1 - R \exp(-4\pi kd/\lambda) \cos 2(2\pi nd/\lambda + \psi)};$$

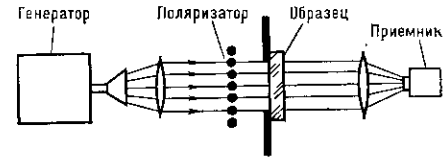
$$R = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2}; \quad \psi = \text{arctg} \frac{2k}{n^2 + k^2 - 1}.$$

Рис. 3. Волноводная измерительная линия: 1 — исследуемый образец, 2 — измерительный зонд, 3, 4 — опоры стоячей волны без образца и с образцом.



В ИК-диапазоне ($\nu > 10^{11}$ Гц) измерения T , R , ϕ и ψ проводят с помощью монохроматорных и фурье-спектрометров, причём часто ограничиваются лишь измере-

Рис. 4. Простейшая квазиоптическая схема «на пропускание» для частот $10^{11} - 10^{12}$ Гц.



нием зависимости $R(\nu)$, получая затем $\psi(\nu)$ из Крамерса — Кронига соотношения:

$$\psi(\nu) = \frac{\omega}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\ln R(\nu')}{\nu'^2 - \nu^2} d\nu'.$$

В субмиллиметровом диапазоне ($\omega \sim 10^{11} - 10^{12}$ Гц) наиб. эффективны т. н. ЛОВ-спектрометры, в которых генераторами служат перестраиваемые по частоте мо-

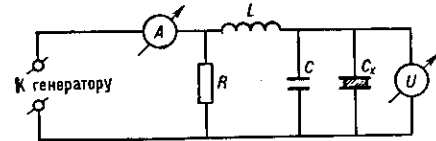


Рис. 5. Схема куметра; $C_x = C_0 - C_1$, $\text{tg } \delta = \frac{C_0}{C_x} \left(\frac{1}{Q_1} - \frac{1}{Q_0} \right)$, где Q_0, Q_1 — добротности пустого и нагруженного контура; C_0, C_1 — ёмкости пустого и нагруженного конденсатора.

нохроматич. генераторы — лампы обратной волны (ЛОБ).

Наибольшей чувствительностью к ϵ'' и точностью определения ϵ' обладают резонансные методы, где измеряются изменения добротности Q и собств. частоты ν_0 резонатора при помещении в него исследуемого образца. Резонаторами служат LC-контуры ($\nu \sim 10^8 - 10^8$ Гц, рис. 5), объёмные резонаторы ($\nu \sim 10^8 - 10^{11}$ Гц, рис. 6) и начиная с $\nu \sim 10^{11}$ Гц — оптические резонаторы. При больших ϵ' и малых ϵ'' резонаторами могут служить сами образцы (метод диэлектрич. резонатора). Частотная зависимость коэф. пропускания $T(\nu)$ плоскопараллельной диэлектрич. пластинки имеет максимумы в результате интерференции волн внутри образца. По расстоянию между максимумами, по их положению на шкале частот, по их величинам и полуширине рассчитывают ϵ' и ϵ'' .

Особую группу составляют мультичастотные методы, основанные на изучении отклика исследуемого образца на сигнал с широким спектром (импульсные или шумовые зондирующие поля). Зависимости $\epsilon'(\nu)$ и $\epsilon''(\nu)$ рассчитываются через фурье-преобразование временной зависимости отклика. Гл. достоинство — оперативность получения картины поведения $\epsilon(\nu)$ в широком