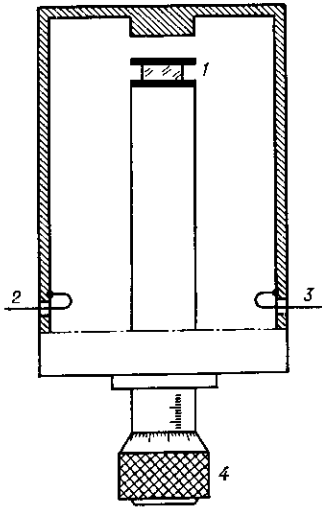


участке спектра. Напр., при использовании коаксиальной линии и импульсного сигнала с фронтом 50 нс одновременно получают информацию об ϵ на частотах от 10^6 до 10^9 Гц. Пример мультимастотного метода — *Фурье спектроскопия ИК-диапазона*.



Для Д. и жидкостей применяются также методы, основанные на создании слоя перем. толщины (в конденсаторе, волноводной линии, резонаторе), и т. н. метод эллипсоида: ϵ' определяют по величине вращающего момента M , действующего со сторо-

Рис. 6. Коаксиальный резонатор с торцевымзором: 1 — исследуемый образец в обкладках конденсатора, 2, 3 — петли связи, 4 — настраиваемый микрометрический винт; $\text{tg } \delta = \frac{C_0}{C_x} \left(\frac{1}{Q_1} - \frac{1}{Q_2} \right)$; $\epsilon' - 1 = B(v_1 - v_2)/v_0$, где v_0 и v_1 — резонансные частоты пустого и заполненного конденсатора, B — коэффициент, определяемый геометрией резонатора.

ны электрич. поля E на металлич. цилиндр или эллипсоид, подвешенный на тонкой нити в исследуемой жидкости: $\epsilon' \sim M/E^2$. В случае газов из-за малости ϵ' и ϵ'' используют волноводные ячейки большой длины или многопроходные резонаторы.

Д. и. анизотропных сред сложнее. В низкосимметричных кристаллах, напр., необходимо учитывать тензорный характер ϵ (гл. оси диэлектрич. эллипсоидов ϵ' и ϵ'' могут не совпадать как между собой, так и с кристаллографич. осями, возможен поворот этих осей в зависимости от внеш. воздействий — темп-ры, давления, v).

Д. и. в сильных полях имеют целью исследование зависимости ϵ от напряжённости внеш. электрич. поля E . К образцу обычно либо прикладывают сильное смещающее поле совместно со слабым зондирующим сигналом, либо используют метод генерации гармоник (см. *Нелинейная оптика*).

Информацию об ϵ можно получить, исследуя спектр флуктуаций поляризации вещества в измерит. конденсаторе. *Найквиста формула* связывает параметры конденсатора с флуктуационным током. Возможно определение ϵ и с помощью *Черенкова — Вавилова излучения*. При этом ϵ рассчитывается по измеренным скоростям движения заряд. частиц в исследуемом веществе и углу между направлениями их движения и распространения черенковского излучения.

Лит.: Брандта А. А., Исследование диэлектриков на сверхвысоких частотах. М., 1963; Длинноволновая инфракрасная спектроскопия. Сб. ст., пер. с англ., М., 1966; Эмме Ф., Диэлектрические измерения, пер. с нем., М., 1967; Надь Ш. Б., Диэлектрометрия, пер. с венг., М., 1976.

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ А. А. Волков, Г. В. Козлов. электрич. поля, переходящая в теплоту в диэлектрике. Д. п. — одно из проявлений общего явления самопроизвольного перехода энергии упорядоченного движения в энергию хаотич. теплового движения. Т. к. любое перем. поле E можно представить в виде совокупности гармонич. полей: $E = E_0 \cos \omega t$, то достаточно вычислить Д. п. для гармонич. поля. Электрич. индукция D меняется при этом по закону: $D = D_0 \cos(\omega t - \delta)$, где t — время, ω — частота поля, δ — разность фаз между векторами E и D . Индукцию D можно представить в виде:

$$D = D_1 \cos \omega t + D_2 \sin \omega t, \quad D_1 = D_0 \cos \delta = \epsilon' E_0, \quad (*)$$

$$D_2 = D_0 \sin \delta = \epsilon'' E_0, \quad \text{tg } \delta = \epsilon'' / \epsilon'.$$

Здесь ϵ' и ϵ'' — вещественная и мнимая части комплексной диэлектрической проницаемости $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$. Используя *Максвелла уравнения*, можно показать, что кол-во тепла, выделяющееся в единице объёма диэлектрика в единицу времени, т. е. мощность W потерь энергии электрич. поля, равно:

$$W = \frac{\omega}{8\pi^2} \int_0^{2\pi/\omega} E \frac{\partial D}{\partial t} dt.$$

Подставляя E и D из (*), получим:

$$W = \frac{\omega E_0^2}{8\pi^2} \int_0^{2\pi/\omega} \cos \omega t \left(\epsilon' \frac{\partial \cos \omega t}{\partial t} + \epsilon'' \frac{\partial \sin \omega t}{\partial t} \right) dt =$$

$$= \frac{\epsilon'' E_0^2 \omega}{8\pi} = \frac{\epsilon' E_0^2 \omega}{8\pi} \text{tg } \delta = \frac{\epsilon' \overline{E^2} \omega}{4\pi} \text{tg } \delta$$

($\overline{E^2}$ — среднее за период значение E^2). В связи с этим δ наз. углом Д. п.

Частотная зависимость Д. п. определяется частотной дисперсией диэлектрич. проницаемости. При резонансном характере дисперсии максимум Д. п. приходится на частоту, близкую к резонансной частоте ω_0 , при релаксац. характере дисперсии он соответствует $\omega = 1/\tau$, где τ — время релаксации.

При уменьшении ω величина Д. п. в идеальном диэлектрике стремится к 0 (пропорц. ω^2). Однако реальные диэлектрики всегда обладают проводимостью σ , с к-рой связаны потери энергии даже в случае эл.-статич. поля ($W = \sigma E^2$, см. *Джоуля — Ленца закон*). Потери, обусловленные проводимостью, часто включают в Д. п., принимая для малых частот $\epsilon'' \approx 4\pi\sigma/\omega$. В сегнетоэлектриках Д. п. могут быть велики на малых частотах и в отсутствие проводимости благодаря *гистерезису сегнетоэлектрическому*.

Величина Д. п. кристаллич. диэлектриков существенно зависит от их термич. обработки, совершенства, примесного состава и т. п. Напр., в чистой каменной соли величина Д. п. ничтожна ($\text{tg } \delta < 0,0002$ при $\omega \sim 1$ МГц), а небольшие примеси существенно её увеличивают до $\text{tg } \delta \sim 0,1$.

Лит. см. при ст. *Диэлектрики*, *Диэлектрическая проницаемость*, А. П. Леванюк, Д. Г. Санников.

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ДЕТЕКТОР з а р я ж е н н ы х частиц. Действие Д. д. основано на способности тяжёлых ионов создавать при торможении в твёрдых диэлектриках и полупроводниках стабильные во времени зоны *дефектов* в узком канале вдоль трека диам. от $1-5 \cdot 10^{-3}$ мкм до неск. $1-5 \cdot 10^{-2}$ мкм. Зоны дефектов (треки) могут наблюдаться с помощью электронного микроскопа либо после избират. хим. травления оптич. методами. В последнем случае следы тяжёлых частиц наблюдаются как каналы либо луночки диам. от десятков до сотен мкм (измеряются с помощью оптич. систем увеличением 100—200). В качестве материала Д. д. применяют природные и синтетич. кристаллы, стёкла, высокополимерные органич. соединения.

Важное свойство Д. д. — их пороговая чувствительность к тяжёлым заряд. частицам. Д. д. используются гл. обр. для регистрации многозарядных ионов, однако на нек-рых материалах, напр. бисаллилкарбонате, возможна регистрация протонов с энергией до 7—10 МэВ и α -частиц с энергией до 70 МэВ (обычно для регистрации α -частиц применяют нитрат или ацетат целлюлозы). Для выделения более тяжёлых многозарядных ионов используются поликарбонат, лавсан, кристаллы оливина, топаза, торина и магнийстроциевого стекла. Порог регистрации поликарбоната и лавсана лежит в области макс. удельных ионизационных потерь ионов углерода, для остальных указанных материалов — в районе T_1-V . Порог выявления треков может быть ещё более повышен (в сторону больших Z и A) с помощью избират. отжига при темп-рах 200—600 °С.

Д. д. отличаются высокой эффективностью регистрации, имеют низкий уровень фона. Они чувстви-