

ИЗМЕРЕНИЕ ДИЭЛЕКТРИКОВ НА МИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛНАХ

Знание частотных зависимостей электрических характеристик (ϵ и $\operatorname{tg} \delta$) диэлектриков во всем диапазоне частот, от самых низких и вплоть до оптических, является чрезвычайно важным как для теоретического объяснения процессов, происходящих при взаимодействии вещества (диэлектрика)

с полем (электрическим), так и для практического применения диэлектриков. Получившая широкое развитие главным образом за послевоенные годы техника сверхвысоких частот позволила разработать ряд методов, основанных на использовании объёмных резонаторов и измерительных — волноводных и коаксиальных — линий и дающих возможность измерять электрические свойства диэлектриков при очень высоких частотах вплоть до частот порядка $3 \cdot 10^{10}$ гц, что соответствует длинам волн в 1 см.

Весьма актуальной в настоящее время является задача разработки методики измерений и проведения соответствующих исследований при ещё более коротких волнах. По понятным причинам при таких длинах электромагнитных волн применение резонаторных методов, а также методов, основанных на использовании измерительных линий, становится затруднительным или просто невозможным. Поэтому задача исследования диэлектриков в области миллиметровых волн сейчас решается в направлении разработки методов, аналогичных оптическим.

В 1953 г. был опубликован ряд работ, в которых описываются разработанные различными авторами методы исследования твёрдых диэлектриков в диапазоне волн короче 1 см и сообщаются первые результаты. Содержание некоторых из этих работ, представляющих значительный интерес, излагается в настоящей заметке.

В работе Гульшау¹, реферат которой опубликован в нашем журнале², детально описан микроволновой интерферометр Фабри-Перо, при помощи которого произведено измерение ряда диэлектриков при $\lambda = 8$ мм.

При этой же длине волны в другой работе³ приведено изучение электрических свойств некоторых диэлектриков путём использования методики, основанной на измерении отражения электромагнитных волн от пластин образца, размеры которого значительно больше λ . Изменяя угол падения, автор определял угол Брюстера θ_B , при котором отражение от образца минимально. Тогда диэлектрическая проницаемость определялась (при условии $\operatorname{tg} \delta \ll 1$, $\mu = 1$)*) как $\epsilon = \operatorname{tg}^2 \theta_B$.

Для определения $\operatorname{tg} \delta$ производилось измерение отношения энергии (W), прошедшей через образец при падении под углом Брюстера, к энергии, прошедшей (W_0) без образца.

Если обозначить это отношение $\frac{W}{W_0} = \frac{1}{\tau^2}$, то, пренебрегая членами, содержащими $\operatorname{tg} \delta$ во второй степени и выше, угол диэлектрических потерь можно определить по формуле

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\lambda \ln \tau^2}{\pi d \sqrt{\epsilon + 1}}, \quad (1)$$

где λ — длина волны, d — толщина образца.

Описанным методом в работе³ проведено измерение ряда диэлектриков (стекло, полистирол и др.). Результаты, например, для полистирола: $\epsilon = 2,52$, $\operatorname{tg} \delta = 0,0092$ (при $\lambda = 8$ мм).

В работе⁴ удалось провести измерения ϵ и $\operatorname{tg} \delta$ некоторых твёрдых диэлектриков при ещё более коротких волнах в диапазоне от 4,2 до 1,8 мм. В качестве источника электромагнитных волн были использованы гармоники магнетрона 3J31 (основная длина волны $\lambda = 12,5$ мм). Дисперсия, необходимая для выделения нужной гармоники, обеспечивалась эшелонной дифракционной решёткой, подобной той, которая описана в⁵. Детектором колебаний, прошедших через образец (либо прошедших в то же самое место в отсутствии образца), служил болометр, помещённый в специально

*) В работе³ проведено также обобщение расчётных формул, дающее возможность проводить измерения не только ϵ и $\operatorname{tg} \delta$, но и магнитных свойств материалов (μ и $\operatorname{tg} \delta_\mu$) этим методом на миллиметровых волнах.

приспособленный отрезок волновода, который можно было настроить на частоту выбранной гармоники.

Методика эксперимента заключалась в измерении комплексного коэффициента прохождения $t = |t| e^{j\varphi}$, причём $|t|$ — амплитуда коэффициента прохождения — определялась обычным образом как квадратный корень из отношения $\frac{W}{W_0}$, где W — плотность излучения, регистрируемая болометром в некоторой точке за образцом, W_0 — то же по удалении образца. Для определения фазы (φ) коэффициента прохождения снималась интерференционная картина электромагнитных волн, прошедших через образец, и на том же месте (в той же плоскости) в отсутствии образца φ определялось как умноженное на 360° отношение сдвига минимумов, вызванного помещением образца, к расстоянию между минимумами.

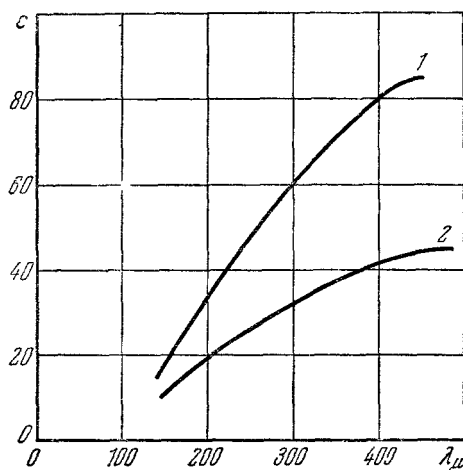


Рис. 1.

Далее, используя экспериментально найденные величины $|t|$ и φ , определяли комплексный показатель преломления $n = \eta + jk$ при помощи следующей формулы:

$$\frac{1}{t} = \frac{e^{j\gamma d}}{4n} [(n+1)^2 e^{-j\gamma_1 d} - (n-1)^2 e^{j\gamma_1 d}], \quad (2)$$

где $\gamma = \frac{2\pi}{\lambda}$ (λ — длина волны рабочей гармоники), d — толщина пластины диэлектрика, $\gamma_1 = \frac{2\pi}{\lambda} n = \gamma n$, $n = \eta + jk$, η — показатель преломления, k — коэффициент затухания.

Формула (2) получена из рассмотрения выражения для электрического и магнитного векторов поля в пластинке диэлектрика и в воздухе и использования граничных условий на передней и задней гранях образца. Определение η и k из формулы (2) авторы проводят численным методом, используя последовательные приближения, предварительно преобразовав соответствующим образом формулу, причём в качестве первого приближения полагают, что $k = 0$, т. е. η — действительное число.

Полученные авторами⁴ результаты (η и k), а также вычисленные нами по этим данным соответствующие значения ϵ и $\operatorname{tg} \delta$ приведены в таблице (в последней строке таблицы указаны для сравнения значения показателя преломления этих материалов n_D для видимого света).

Т а б л и ц а

λ в мм	Полистирол				Плексиглас			
	η	k	ϵ	$\operatorname{tg} \delta$	η	k	ϵ	$\operatorname{tg} \delta$
4,18	1,594	0,001	2,54	0,0012	1,604	0,007	2,57	0,0087
3,13	1,594	0,002	2,54	0,0025	1,603	0,005	2,57	0,0062
2,51	1,593	0,001	2,54	0,0012	1,608	0,006	2,59	0,0075
1,79	1,593	0,002	2,54	0,0025	1,600	0,007	2,56	0,0087
		1,551				1,502		
λ в мм	Парафин							
	η	k	ϵ	$\operatorname{tg} \delta$				
4,18	1,482	0,002	2,20	0,0027				
3,13	1,483	0,001	2,20	0,0013				
2,51	1,480	0,002	2,19	0,0027				
1,79	1,483	0,001	2,20	0,0013				
			1,439					

Результаты этих работ показывают, что, как и следовало ожидать из общетеоретических соображений, диэлектрическая проницаемость изученных здесь диэлектриков, поляризация которых обуславливается электронной

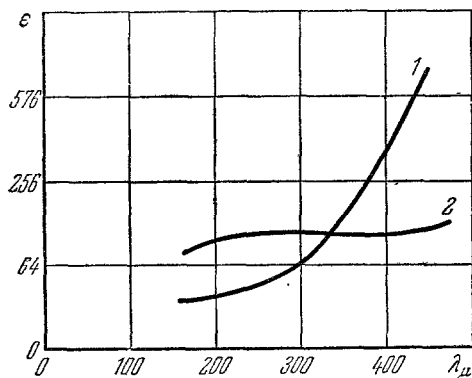


Рис. 2.

поляризуемостью, не зависит от частоты вплоть до длин волн порядка 1 мм, тангенс же угла диэлектрических потерь несколько повышен по сравнению с более длинными волнами. Значения η при миллиметровых волнах пре-

вышают значения n_D , что указывает на наличие у этих материалов дисперсии где-то в промежуточной области (при $\lambda < 1$ мм).

Рассматривая вопрос об изучении электрических характеристик диэлектриков на волнах короче сантиметровых, следует упомянуть о работе Мейера ⁶, в которой проведено измерение некоторых диэлектриков с очень высокой ϵ (порядка нескольких тысяч) при длинах волн от 0,15 до 0,6 мм. Метод, использованный в этой работе, уже типичен для инфракрасной спектроскопии (в качестве источника электромагнитных волн служила ртутная лампа высокого давления). Изучая некоторые диэлектрики, изготовленные на основе различных титанатов (в том числе и титаната бария), автор обнаружил (рис. 1, 2) очень сильное уменьшение ϵ при этих длинах волн ($\lambda = 0,15 - 0,6$ мм), что подтверждает полученные ранее результаты ⁷ для титаната бария при более длинных волнах ($\lambda = 3,2 - 1,25$ см).

В. Сарафанов

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Gulshaw, Proc. Phys. Soc. **66**, 597 (1953).
2. УФН **52**, 173 (1954).
3. Talpey, L'onde électrique **319**, 561 (1953).
4. Books, Greig и др., J. Opt. Soc. Am. **43**, 1191 (1953).
5. Greig, Ferguson, J. Opt. Soc. Am. **40**, 504 (1950).
6. Meier, Ann. d. Phys. **19**, 26 (1953).
7. Powles, Jackson, Proc. IEE **96**, часть III, 383 (1949).