

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОМПЛЕКСНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ МАТЕРИАЛОВ МОДИФИЦИРОВАННЫМ РЕЗОНАТОРНЫМ МЕТОДОМ, ПОСТРОЕННОМ НА ТЕОРИИ МАЛЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ, С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ РЕЗОНАТОРА ОТРАЖАТЕЛЬНОГО ТИПА

© 2022 г. М. П. Пархоменко^а, *, Д. С. Калёнов^а, И. С. Еремин^а,
Н. А. Федосеев^а, В. М. Колесникова^а

^а Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
пл. Введенского, 1, Московская обл., Фрязино, 141190 Российская Федерация

*E-mail: pamikle@yandex.ru

Поступила в редакцию 14.07.2021 г.

После доработки 10.05.2022 г.

Принята к публикации 11.05.2022 г.

Рассмотрен модифицированный резонаторный метод для определения комплексной диэлектрической проницаемости материалов, построенный на теории малых возмущений, где в качестве резонатора используется резонатор отражательного типа. Показано, что наличие открытости резонатора в окружающее пространство в виде отверстий для размещения образца и возбуждения колебаний приводит к тому, что минимальные погрешности измерений диэлектрической проницаемости ϵ достигаются при оптимальных (но не минимальных) размерах образца. Выполнено численное моделирование для материалов с действительной частью ϵ от 4 до 30 со значениями тангенса угла диэлектрических потерь от 5×10^{-4} до 2×10^{-2} , получены зависимости оптимальных поперечных размеров образцов квадратного сечения при измерении диэлектрической проницаемости. Наблюдается достаточно хорошее совпадение результатов, полученных теоретически и экспериментально.

DOI: 10.31857/S0033849422090121

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

При создании радиоизмерительных систем в сантиметровом и миллиметровом диапазонах требуются материалы с самыми разнообразными свойствами и значениями диэлектрической и магнитной проницаемостей, разработка которых интенсивно ведется в настоящее время. В последние три десятилетия разрабатываются наноматериалы, исследуются композиты на их основе с добавлением углеродных нанотрубок, ферритов и т.д. По-прежнему остается актуальной проблема измерения электромагнитных параметров таких материалов. Отметим, что методов измерения в этих частотных диапазонах не так много и их возможности ограничены — особенно это касается материалов с малым значением тангенсов угла потерь (на уровне 10^{-5} и меньше). На практике широко используются резонаторные [1–3] и волноводные [4, 5] методы, а также метод свободного пространства [3, 6]. В настоящее время в связи с развитием современной измерительной аппаратуры, доступностью векторных панорамных измерителей, развитием вычислительной техники эти ме-

тоды совершенствуются и их возможности расширяются.

В резонаторных методах в роли непосредственно измеряемых величин выступают резонансная частота, добротность, а также коэффициенты отражения и прохождения. Наиболее просто связь между измеряемыми величинами и параметрами материала находится с помощью метода малых возмущений. Этот метод позволяет определить зависимость между изменением резонансной частоты и добротности при внесении в полость резонатора образца и электромагнитными параметрами материала этого образца. Формулы для определения действительной ϵ_1 и мнимой ϵ_2 составляющих комплексной диэлектрической проницаемости $\epsilon = \epsilon_1 - j\epsilon_2$ исследуемого материала записываются [3] в виде

$$\epsilon_1 = 1 + \frac{f_0 - f}{f} \frac{V}{2\Delta V}, \quad \epsilon_2 = \left(\frac{1}{Q} - \frac{1}{Q_0} \right) \frac{V}{4\Delta V}, \quad (1)$$

где f_0 и f — это резонансные частоты резонатора без образца и с образцом; Q_0 и Q — собственные

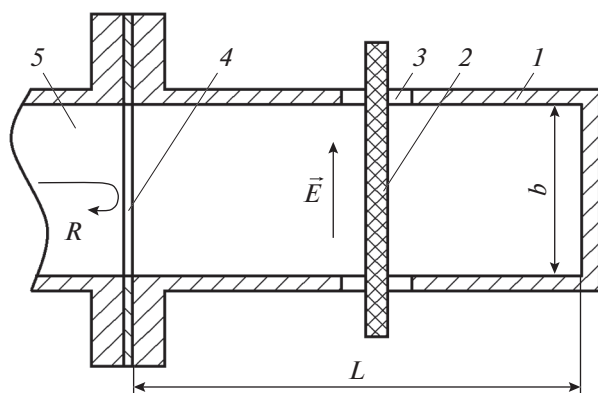


Рис. 1. Резонатор отражательного типа, построенный на базе прямоугольного волновода, с отверстиями для размещения образца, индуктивной диафрагмой и подводящим волноводом: 1 – резонатор, 2 – образец, 3 – прямоугольное отверстие, 4 – индуктивная диафрагма, 5 – подводящий волновод, R – коэффициент отражения резонатора, b – поперечный размер волновода, L – длина резонатора, \vec{E} – вектор напряженности электрического поля.

добротности резонатора без образца и с образцом, $V, \Delta V$ – объем резонатора и образца соответственно. Потери в материале обычно задаются через тангенс угла диэлектрических потерь $\text{tg} \delta_\epsilon = \epsilon_2 / \epsilon_1$. При выводе соотношений (1) был сделан ряд ограничений, главные из которых следующие: внесенный в резонатор образец диэлектрика не искажает существенно структуру поля и имеет объем значительно меньший, чем объем самого резонатора. Общепринятым является утверждение, что минимальные погрешности измерений достигаются при минимальных размерах образцов. Однако в резонаторах, работающих в реальной экспериментальной установке, имеется устройство связи для возбуждения колебаний (диафрагма, щель, петля или зонд), а также небольшие отверстия для размещения образца. В этом случае система является *частично открытой* в окружающее пространство. Это не учитывается при выводе приведенных выше формул, но, как показали наши исследования, оказывает влияние на результаты измерений: минимальные погрешности измерений диэлектрической проницаемости достигаются при оптимальных, но не минимальных размерах образцов.

В данной работе используется резонатор *отражательного* типа, построенный на базе прямоугольного волновода (рис. 1). Мощность в резонатор поступает из подводящего волновода через индуктивную диафрагму, которая одновременно выполняет роль передней стенки резонатора, а образец при измерении диэлектрической проницаемости располагается в пучности электрического поля \vec{E} .

В формулу (1), которая определяет мнимую составляющую ϵ_2 комплексной диэлектрической проницаемости, входят собственные добротности резонаторов с образцом и без образца. Собственная добротность резонатора без образца записывается в виде

$$Q_0 = \omega_0 \frac{W_{\text{нак}}}{P_{\text{рез}}}, \quad (2)$$

где $W_{\text{нак}}$ – энергия, накопленная в резонаторе, $P_{\text{рез}}$ – мощность потерь в резонаторе, ω_0 – резонансная круговая частота резонатора. При внесении образца добротность меняется за счет небольших изменений ω_0 , $W_{\text{нак}}$ и $P_{\text{рез}}$, причем изменение каждой из этих величин зависит как от диэлектрической проницаемости образца, так и от его формы и поперечных размеров.

Все отмеченное выше, включая наличие отверстий в резонаторе для размещения образца и возбуждения колебаний, влияет на точность определения комплексной диэлектрической проницаемости исследуемого материала.

Цель данной работы – оценить погрешность измерений при использовании метода малых возмущений, а также указать способы ее уменьшения.

2. ЧИСЛЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ РЕЗОНАТОРОВ

В численном моделировании поставленная задача решалась в такой последовательности:

1) были заданы *исходные* параметры исследуемого материала (ϵ_1 , ϵ_2 и тангенс угла диэлектрических потерь $\text{tg} \delta_\epsilon$) и поперечные размеры образца,

2) с использованием программы электродинамического моделирования, построенной на основе метода конечных элементов, находили резонансные частоты и добротности прямоугольного резонатора без образца и с образцом (при *разных* поперечных размерах образца),

3) полученные данные резонансных частот и добротностей подставляли в формулы (1), и для *каждого* поперечного размера образца были определены *свои* значения ϵ_1 , ϵ_2 и $\text{tg} \delta_\epsilon$,

4) полученные в п. 3 значения ϵ_1 , ϵ_2 и $\text{tg} \delta_\epsilon$ сравнивали с *исходными* данными и оценивали *методическую* погрешность.

В расчетах использовали резонатор длиной $L = 99.0$ мм с поперечными размерами прямоугольного волновода $a \times b = 22.86 \times 10.16$ мм. Рабочим типом колебаний являлось колебание H_{105} (цифра 5 определяет число полувольт, укладываемых на длине L резонатора). В ходе расчетов конструкцию резонатора последовательно усложняли – в каждую последующую конструкцию вводили один новый дополнительный элемент. Это позволило оценить влияние каждого элемен-

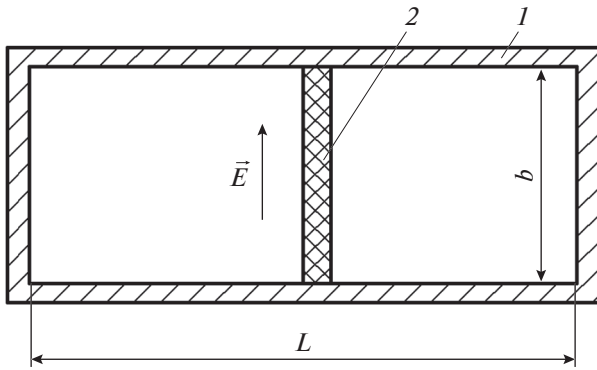


Рис. 2. Закрытый резонатор с образцом исследуемого материала: 1 – резонатор, 2 – образец, b – размер узкой стенки волновода, L – длина резонатора, \vec{E} – вектор напряженности электрического поля.

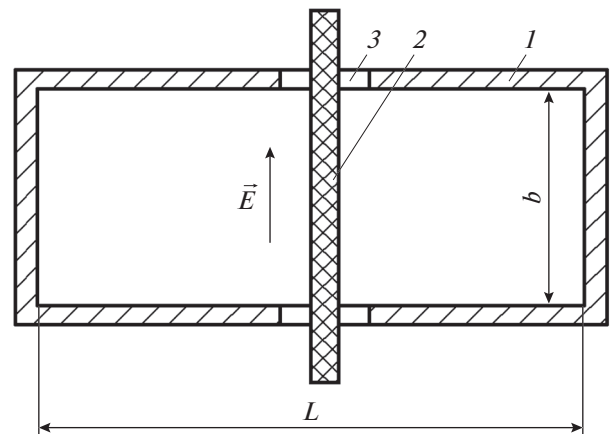


Рис. 3. Резонатор с двумя прямоугольными отверстиями для размещения образца: 1 – резонатор, 2 – образец, 3 – прямоугольное отверстие, b – размер узкой стенки волновода, L – длина резонатора, \vec{E} – вектор напряженности электрического поля.

та на точность определения комплексной диэлектрической проницаемости по формулам метода малых возмущений. Порядок расчета конструкций состоял из трех этапов:

- 1) вначале исследовали полностью закрытый резонатор (рис. 2),
- 2) затем резонатор с двумя прямоугольными отверстиями для размещения образца (рис. 3),
- 3) последним рассматривали резонатор с прямоугольными отверстиями для размещения образца, индуктивной диафрагмой и отрезком подводящего волновода, волна H_{10} которого возбуждала резонатор (см. рис. 1).

На этапах 1 и 2 использовали метод собственных колебаний резонатора, реализованный в заданной программе. Этот метод позволял достаточно точно определять резонансные частоты и *собственные добротности* резонатора с образцом и без образца. На этапе 3 использовали метод внешнего возбуждения резонатора через индуктивную диафрагму, где рассчитывали для резонатора без образца и с образцом резонансные кривые, т.е. зависимости коэффициента отражения резонатора от частоты. Далее из этих зависимостей определяли резонансные частоты и *нагруженные добротности* Q_n , которые затем пересчитывались в собственные добротности Q резонатора по формуле [7]

$$Q = (1 + \beta_{св}) Q_n, \tag{3}$$

где $\beta_{св}$ – коэффициент связи, задаваемый соотношением

$$\beta_{св} = \frac{1 \mp \sqrt{R}}{1 \pm \sqrt{R}}, \tag{4}$$

здесь верхние знаки относятся к режиму работы резонатора в недосвязи, нижние – в пересвязи, R – коэффициент отражения резонатора (по мощности).

Обратим внимание на некоторые тонкости при проведении расчетов, которые учитывали открытость резонатора в окружающее пространство. Для большинства программ электродинамического моделирования *собственные частоты* и *собственные добротности* для открытых резонаторов не рассчитываются. Поэтому в нашем случае для учета реально существующего малого проникновения поля из резонатора во внешнее пространство вокруг него на некотором расстоянии размещали металлическую оболочку. Это позволяло корректно рассчитывать его резонансные частоты и добротности. При расчете конструкции, показанной на рис. 1, резонатор окружали границей на излучение (условие Зоммерфельда), которую можно задавать для задач с возбуждением резонатора внешним прямоугольным волноводом на волне H_{10} . Мы учитывали также конечную проводимость материала стенок волновода, которая составляла $\sigma = 4.5 \times 10^7$ См/м.

При расчетах каждой конструкции резонатора в качестве *исходных материалов* выбирали ряд диэлектриков со значениями ϵ_1 , равными 4.0, 8.0, 11.6, 16.0, 20.0, 26.0 и 30.0, у которых величина тангенса угла потерь $\text{tg} \delta_\epsilon$ изменялась в пределах от 5×10^{-4} до 1×10^{-2} или 2×10^{-2} . Получено большое количество материала. Результаты расчетов в виде таблиц представлены только для средних значений ϵ_1 из указанного ряда, а итоговые результаты показаны в виде графиков.

Рассмотрим полностью закрытый резонатор (рис. 2, табл. 1). В этой таблице приведены результаты расчетов для материала с $\epsilon_1 = 16.0$ и тангенсами угла диэлектрических потерь 5×10^{-4} и 1×10^{-2} . Поперечные размеры образцов изменяются в пределах

Таблица 1. Результаты расчета для полностью закрытого резонатора и резонатора с отверстиями для размещения образца

$a_1 \times b_1$, мм	Полностью закрытый резонатор (см. рис. 2)				Резонатор с отверстиями для размещения образца (см. рис. 3)			
	$\epsilon_1 = 16.0$; $\text{tg} \delta_\epsilon = 5 \times 10^{-4}$		$\epsilon_1 = 16.0$; $\text{tg} \delta_\epsilon = 1 \times 10^{-2}$		$\epsilon_1 = 16.0$; $\text{tg} \delta_\epsilon = 5 \times 10^{-4}$		$\epsilon_1 = 16.0$; $\text{tg} \delta_\epsilon = 1 \times 10^{-2}$	
	ϵ_1	$\text{tg} \delta_\epsilon$	ϵ_1	$\text{tg} \delta_\epsilon$	ϵ_1	$\text{tg} \delta_\epsilon$	ϵ_1	$\text{tg} \delta_\epsilon$
1 × 1	18.73	5.65×10^{-4}	18.73	1.15×10^{-2}	18.06	5.64×10^{-4}	18.06	1.15×10^{-2}
0.9 × 0.9	18.37	5.58×10^{-4}	18.37	1.14×10^{-2}	16.86	5.31×10^{-4}	16.86	1.09×10^{-2}
0.8 × 0.8	18.00	5.49×10^{-4}	18.00	1.12×10^{-2}	16.31	5.16×10^{-4}	16.31	1.06×10^{-2}
0.7 × 0.7	17.64	5.39×10^{-4}	17.63	1.10×10^{-2}	15.89	5.06×10^{-4}	15.89	1.04×10^{-2}
0.6 × 0.6	17.28	5.29×10^{-4}	17.28	1.08×10^{-2}	15.61	4.99×10^{-4}	15.61	1.03×10^{-2}
0.5 × 0.5	16.99	5.20×10^{-4}	16.99	1.06×10^{-2}	15.40	4.93×10^{-4}	15.40	1.01×10^{-2}
0.4 × 0.4	16.66	5.09×10^{-4}	16.66	1.04×10^{-2}	15.26	4.89×10^{-4}	15.26	1.00×10^{-2}
0.3 × 0.3	16.43	5.02×10^{-4}	16.43	1.03×10^{-2}	15.16	4.86×10^{-4}	15.16	1.00×10^{-2}
0.2 × 0.2	16.22	4.95×10^{-4}	16.22	1.01×10^{-2}	15.28	4.79×10^{-4}	15.28	0.98×10^{-2}
0.1 × 0.1	16.07	4.90×10^{-4}	16.07	1.00×10^{-2}	15.21	4.84×10^{-4}	15.21	0.99×10^{-2}

Примечание: здесь и в табл. 2 полужирным шрифтом выделены наиболее значимые результаты.

от 1.0×1.0 до 0.1×0.1 мм. Как видно, в этом случае методическая погрешность в определении ϵ_1 однозначно уменьшается с уменьшением поперечных размеров образца и составляет всего 0.44% для образца с размерами 0.1×0.1 мм. Аналогичные зависимости наблюдаются и при определении тангенса угла диэлектрических потерь, где при минимальных размерах максимальная методическая погрешность не превышает 2%.

Иная зависимость получается для этого же резонатора, в котором присутствует открытость в окружающее пространство в виде двух прямоугольных отверстий для размещения образца (см. рис. 3). Ширина отверстия равнялась 1 мм, длина 15 мм. Наличие отверстий приводит к проникновению поля из резонатора в окружающее пространство и ослаблению его внутри образца (по сравнению с закрытым резонатором). Расчетные данные также приведены в табл. 1. Как видно, оптимальный поперечный размер образца, для которого методическая погрешность при определении ϵ_1 минимальна, находится в промежутке между 0.7×0.7 и 0.8×0.8 мм. Этот размер является *оптимальным, но не минимальным* (в отличие от рассмотренного выше случая полностью закрытого резонатора). Для образца с размерами 0.7×0.7 мм погрешность в определении ϵ_1 составляет 0.7%.

Этот размер можно считать близким к оптимальному и при нахождении тангенса угла диэлектрических потерь. При этих размерах ошибка при определении тангенса угла диэлектрических потерь для материала с исходными значениями $\text{tg} \delta_\epsilon$, равными 5×10^{-4} и 1×10^{-2} , составляет соответственно 1.2 и 4%. Отметим еще один результат, который следует из табл. 1: в обеих конструкциях резонаторов для каждого поперечного размера образца вычисленные значения ϵ_1 не зависят от тангенса угла диэлектрических потерь.

И наконец, рассмотрим резонатор с прямоугольными отверстиями для размещения образца, индуктивной диафрагмой и отрезком подводящего волновода для возбуждения резонатора (см. рис. 1). Отметим, что этот случай представляет собой наиболее важную часть в данном исследовании, так как он во всех подробностях моделирует реальную экспериментальную измерительную установку, а полученные численные результаты и оценки погрешности позволяют в целом установить границы применимости и эффективность метода малых возмущений. Результаты расчетов приведены в табл. 2. Поясним появление предельных значений тангенса угла диэлектрических потерь 5×10^{-4} и 2×10^{-2} . В нашем случае добротность резонатора без образца находится в районе девяти тысяч. При значениях

Таблица 2. Результаты расчета для резонатора с внешним возбуждением

$a_1 \times b_1, \text{ мм}$	Внешнее возбуждение резонатора через индуктивную диафрагму (см. рис. 1).							
	$\epsilon_1 = 11.7; \text{tg}\delta_\epsilon = 1 \times 10^{-2}$		$\epsilon_1 = 11.7; \text{tg}\delta_\epsilon = 2 \times 10^{-2}$		$\epsilon_1 = 16.0; \text{tg}\delta_\epsilon = 5 \times 10^{-4}$		$\epsilon_1 = 16.0; \text{tg}\delta_\epsilon = 2 \times 10^{-2}$	
	ϵ_1	$\text{tg}\delta_\epsilon$	ϵ_1	$\text{tg}\delta_\epsilon$	ϵ_1	$\text{tg}\delta_\epsilon$	ϵ_1	$\text{tg}\delta_\epsilon$
1 × 1	12.44	1.09×10^{-2}	12.23	2.2×10^{-2}	18.08	5.43×10^{-4}	17.48	2.28×10^{-2}
0.9 × 0.9	11.81	1.04×10^{-2}	11.62	2.11×10^{-2}	16.85	5.34×10^{-4}	16.32	2.16×10^{-2}
0.8 × 0.8	11.51	1.02×10^{-2}	11.33	2.07×10^{-2}	16.29	5.38×10^{-4}	15.79	2.11×10^{-2}
0.7 × 0.7	11.33	1.01×10^{-2}	11.16	2.04×10^{-2}	15.94	5.25×10^{-4}	15.46	2.08×10^{-2}
0.6 × 0.6	11.16	0.99×10^{-2}	10.99	2.02×10^{-2}	15.61	5.19×10^{-4}	15.15	2.05×10^{-2}
0.5 × 0.5	11.04	0.98×10^{-2}	10.87	2×10^{-2}	15.38	5.00×10^{-4}	14.93	2.02×10^{-2}
0.4 × 0.4	10.95	0.98×10^{-2}	10.78	1.98×10^{-2}	15.20	4.85×10^{-4}	14.76	2×10^{-2}
0.3 × 0.3	10.91	0.97×10^{-2}	10.75	1.97×10^{-2}	15.12	4.74×10^{-4}	14.69	1.98×10^{-2}

тангенса угла диэлектрических потерь, меньших чем 5×10^{-4} , изменение добротности резонатора после внесения образца невелико, а потери мощности в образце становятся сравнимыми по величине с изменением потерь в отдельных частях резонатора, которые обусловлены возмущением первоначального электромагнитного поля. Эти изменения потерь в резонаторе, связанные с возмущением электромагнитного поля, могут быть настолько значимыми, что добротность резонатора с образцом может оказаться даже больше добротности пустого резонатора. В этом случае вычисленные по формулам (1) значения $\text{tg}\delta_\epsilon$ становятся отрицательными. Между тем, когда величина $\text{tg}\delta_\epsilon$ превышает значение 2×10^{-2} , возрастает коэффициент отражения резонатора и увеличивается приборная погрешность его измерения. Это в свою очередь приводит к резкому увеличению погрешности при определении добротности и тангенса угла диэлектрических потерь.

Анализируя данные табл. 2, отмечаем, что в этой конструкции резонатора значения ϵ_1 , вычисленные при одинаковых поперечных размерах образцов, зависят от тангенса угла диэлектрических потерь (например, для материала с исходным значением $\epsilon_1 = 11.7$ при поперечных размерах 0.9×0.9 мм расчетные значения ϵ_1 равны 11.81 мм при $\text{tg}\delta_\epsilon = 1 \times 10^{-2}$ и 11.62 мм при $\text{tg}\delta_\epsilon = 2 \times 10^{-2}$). Однако оптимальные размеры образцов при определении ϵ_1 для данной конструкции резонатора и конструкции, рассмотренной выше, различаются незначительно. В рассматриваемой конструкции

для материала с исходным значением $\epsilon_1 = 16.0$ они примерно равняются 0.7×0.7 мм при $\text{tg}\delta_\epsilon = 5 \times 10^{-4}$ и 0.8×0.8 мм при $\text{tg}\delta_\epsilon = 2 \times 10^{-2}$. Методическая погрешность в определении тангенса угла диэлектрических потерь при этих поперечных размерах не превышает 5%. Еще отметим, что при уменьшении ϵ_1 исходного материала оптимальные размеры образца (при определении ϵ_1) увеличиваются. Так, при исходном значении $\epsilon_1 = 11.7$ и тангенсах угла диэлектрических потерь 1×10^{-2} и 2×10^{-2} эти размеры находятся вблизи 0.9×0.9 мм (в таблице выделены жирным шрифтом). При этих поперечных размерах погрешность при определении $\text{tg}\delta_\epsilon$ не превышает 5.5%.

Аналогичные вычисления были проведены для всех исходных значений ϵ_1 в пределах от 4 до 30. Затем уточнялись оптимальные размеры. Полученные уточненные расчетные зависимости оптимальных поперечных размеров образцов от ϵ_1 при значениях тангенса угла потерь, равных 5×10^{-4} , 5×10^{-3} , 1×10^{-2} и 2×10^{-2} , показаны на рис. 4 (на рисунке также представлены данные эксперимента для высокоомного кремния).

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА МЕТОДА И АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Проверка на практике представленного метода была проведена в сантиметровом диапазоне при измерении комплексной диэлектрической проницаемости высокоомного кремния. В изме-

Таблица 3. Значения ϵ_1 и $\text{tg}\delta_\epsilon$ образцов из высокоомного кремния в зависимости от их поперечных размеров, полученные с использованием данных эксперимента и формул (1) метода малых возмущений

$a_1 \times b_1$, мм	ϵ_1	$\text{tg}\delta_\epsilon$
0.9×0.9	11.66	1.71×10^{-2}
0.85×0.85	11.55	1.63×10^{-2}
0.8×0.8	11.47	1.89×10^{-2}
0.7×0.7	11.24	1.79×10^{-2}
0.6×0.6	11.13	1.73×10^{-2}
0.4×0.4	10.87	1.91×10^{-2}

рительной установке, построенной на основе анализатора цепей Agilent, использовался резонатор отражательного типа (см. рис. 1, длина резонатора 99.0 мм, поперечные размеры прямоугольного волновода $a \times b = 22.86 \times 10.16$ мм, рабочий вид колебаний H_{105}). Мощность в резонатор поступала через индуктивную диафрагму. Резонатор работал в режиме недосвязи, и в случае отсутствия образца резонансная частота равнялась 10.005 ГГц, а собственная добротность составляла 9200. Исследуемые образцы изготавливали из цилиндрической заготовки высокоомного кремния, удельное сопротивление которого измерялось четырехзондовым методом и изменялось по длине заготовки в пределах от 0.64 до 1.13 кОм см (эти данные взяты из паспорта изготовителя кремния). В сантиметровом диапа-

зоне ϵ_1 кремния составляет 11.7. Что касается тангенса угла диэлектрических потерь, то, как известно, в высокоомном кремнии решеточные потери существенно ниже потерь на свободных носителях и ими можно пренебречь [8]. В свою очередь, тангенс угла потерь на свободных носителях задается формулой $\text{tg}\delta_\epsilon = 1/(\epsilon\epsilon_0\omega\rho)$, где ω – круговая частота электромагнитной волны, ρ – удельное сопротивление материала, ϵ – относительная диэлектрическая проницаемость, $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$ Ф/м. Образцы имели квадратное поперечное сечение с размерами от 0.4×0.4 до 0.9×0.9 мм. Для каждого поперечного сечения было изготовлено не менее пяти образцов. Далее в ходе измерений регистрировали резонансные зависимости резонатора с образцом и без образца и находили резонансные частоты и собственные добротности. Полученные величины подставляли в формулы (1) и определяли значения ϵ_1 и $\text{tg}\delta_\epsilon$ для каждого образца. Затем усредняли результаты для каждого поперечного сечения. Итоговые данные для ϵ_1 и $\text{tg}\delta_\epsilon$ представлены в табл. 3.

Проведем сравнение данных, полученных при моделировании (см. табл. 2) и экспериментально (см. табл. 3). Для этого представим их графически (рис. 5). На рисунке представлены зависимости ϵ_1 кремния от поперечных размеров образца, полученные экспериментально (см. табл. 3) в ходе измерений, а также рассчитанные для кремния при $\epsilon_1 = 11.7$ и тангенсов угла диэлектрических потерь $\text{tg}\delta_\epsilon = 1 \times 10^{-2}$ и 2×10^{-2} .

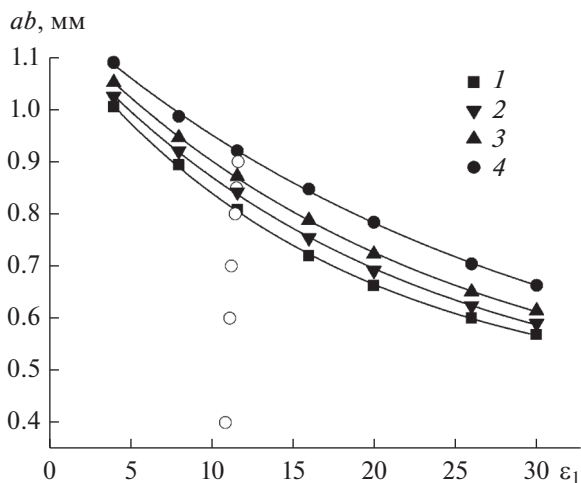


Рис. 4. Зависимости оптимальных поперечных размеров образцов квадратного сечения (1–4) от ϵ_1 при определении комплексной диэлектрической проницаемости исследуемого материала по формулам метода малых возмущений: $\text{tg}\delta_\epsilon$ равны 5×10^{-4} (1), 5×10^{-3} (2), 1×10^{-2} (3) и 2×10^{-2} (4); светлые кружочки – экспериментальные данные для высокоомного кремния (см. табл. 3).

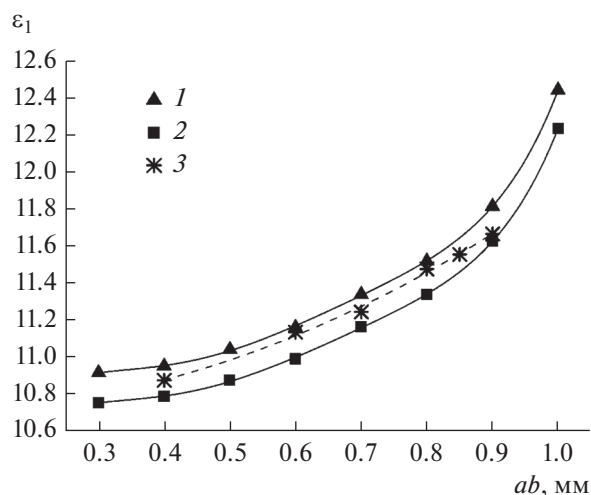


Рис. 5. Расчетные (1, 2) и экспериментальные (3) зависимости ϵ_1 образцов высокоомного кремния квадратного сечения от поперечных размеров, определенные по формулам метода малых возмущений при $\epsilon_1 = 11.7$ и $\text{tg}\delta_\epsilon = 1 \times 10^{-2}$ (1), 2×10^{-2} (2); сплошные линии – аппроксимация 1 и 2, штриховая – аппроксимация 3.

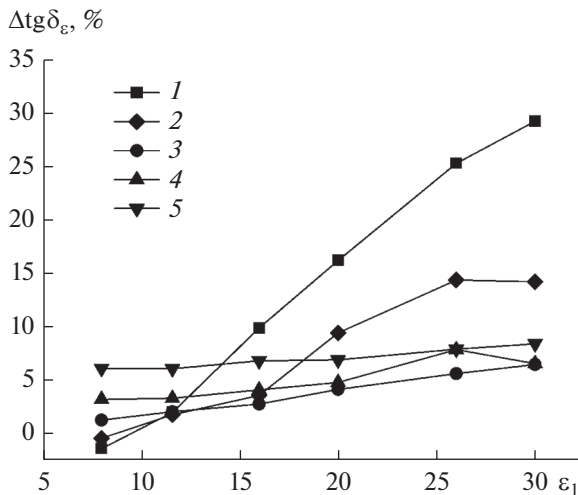


Рис. 6. Поправочные зависимости значений $\text{tg} \delta_\epsilon$ исследуемого материала от ϵ_1 при $\text{tg} \delta_\epsilon = 5 \times 10^{-4}$ (1), 1×10^{-3} (2), 5×10^{-3} (3), 1×10^{-2} (4) и 2×10^{-2} (5).

Проведенная предварительная оценка тангенса угла диэлектрических потерь исследуемого кремния на резонансной частоте $f = 9.927$ ГГц показала, что при изменении удельного сопротивления по длине заготовки от 0.64 до 1.13 кОм см $\text{tg} \delta_\epsilon$ изменяется от 1.4×10^{-2} до 1.9×10^{-2} . В эксперименте с изготовленным из этой заготовки образцом с размерами 0.9×0.9 мм (близкими к оптимальным при определении ϵ_1) получено значение $\text{tg} \delta_\epsilon = 1.71 \times 10^{-2}$ (см. табл. 3). Данная величина тангенса угла потерь находится внутри указанного интервала значений, от 1.4×10^{-2} до 1.9×10^{-2} . Однако отметим, что оптимальные размеры образцов при определении ϵ_1 и $\text{tg} \delta_\epsilon$ разные. Как следует из табл. 2, при заданных поперечных размерах 0.9×0.9 мм, оптимальных в нашем случае при определении ϵ_1 , полученная величина тангенса угла потерь превышает точное значение 2×10^{-2} на 5%. С учетом этой поправки находим, что величина тангенса угла диэлектрических потерь кремния равняется 1.6×10^{-2} (вводимая таким образом поправка при уточнении значения тангенса угла диэлектрических потерь используется в конечном варианте методики).

Наблюдаемые в табл. 3 разбросы значений $\text{tg} \delta_\epsilon$ при других поперечных размерах образцов можно объяснить как неоднородностью кремния, так и случайными погрешностями измерений.

При использовании данного метода на практике следующий порядок измерений. Вначале были изготовлены образцы, например, с поперечными размерами 0.9×0.9 и 0.6×0.6 мм, измерены резонансные зависимости коэффициента отражения

резонатора с образцом и без образца, и определены предварительные значения ϵ_1 и $\text{tg} \delta_\epsilon$ по формулам (1). Затем полученные предварительные значения ϵ_1 были нанесены на рис. 4. Как показали расчеты и измерения на примере кремния, вычисленные значения $\text{tg} \delta_\epsilon$ при разных размерах образцов отличаются несущественно, поэтому в качестве предварительной величины $\text{tg} \delta_\epsilon$ можно выбрать их среднее значение. В этом случае оптимальный размер образца выбирается в точке пересечения проведенной прямой линии с зависимостью оптимального размера от ϵ_1 , соответствующей среднему значению $\text{tg} \delta_\epsilon$.

Далее был изготовлен образец с найденными поперечными размерами, проведены измерения и определены значения ϵ_1 и $\text{tg} \delta_\epsilon$. Полученное значение для ϵ_1 является окончательным, а для $\text{tg} \delta_\epsilon$ необходимо учесть поправку с учетом уже найденного значения ϵ_1 (как показано выше на примере с кремнием). Такие поправочные зависимости значений $\text{tg} \delta_\epsilon$ исследуемого материала от ϵ_1 , построенные на основании данных из таблиц численного эксперимента, приведены на рис. 6. Как следует из рисунка, вносимая поправка существенно возрастает при уменьшении тангенса угла диэлектрических потерь исследуемого материала, особенно при больших значениях ϵ_1 . Так, для материала с $\epsilon_1 = 30$ и $\text{tg} \delta_\epsilon = 5 \times 10^{-4}$ она достигает практически 30%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан модифицированный резонаторный метод для определения комплексной диэлектрической проницаемости материалов, который строится на теории малых возмущений, где используется резонатор отражательного типа. Показано, что наличие отверстий для размещения образца и возбуждения колебаний приводит к тому, что минимальные методические погрешности измерений диэлектрической проницаемости, определяемой по формулам метода малых возмущений, достигаются при оптимальных (но не минимальных) размерах образца. Для материалов с ϵ_1 от 4 до 30 со значениями тангенса угла диэлектрических потерь от 5×10^{-4} до 2×10^{-2} рассчитаны оптимальные поперечные размеры образцов. В эксперименте с высокоомным кремнием, у которого исходное значение $\epsilon_1 = 11.7$, получено достаточно хорошее совпадение результатов, полученных теоретически и экспериментально при поперечных размерах образцов, близких к оптимальным. Предложена последовательность измерений при использовании данного метода на практике.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Dube D.C., Lanagan M.T., Kim J.H., Jang S.J.* // J. Appl. Phys. 1988. V. 63. № 7. P. 2466.
2. *Parkhomenko M.P., Kalenov D.S., Fedoseev N.A. et al.* // Phys. Wave Phenomena. 2015. V. 23. № 3. P. 202.
3. *Брандт А.А.* Исследование диэлектриков на сверхвысоких частотах. М.: Физматгиз, 1963.
4. *Weir W.B.* // Proc. IEEE. 1974. V. 62. № 1. P. 33.
5. *Пархоменко М.П., Каленов Д.С., Еремин И.С. и др.* // РЭ. 2020. Т. 65. № 8. С. 764.
6. *Семенов А.С., Семенов М.Г., Мясников А.В., Налогин А.Г.* // Сб. статей VI Всерос. конф. "Электроника и микроэлектроника СВЧ". СПб.: ЛЭТИ, 2017. С. 27.
7. *Лебедев И.В.* Техника и приборы СВЧ. М.: Высшая школа, 1970. Т. 1. С. 440.
8. *Гарин Б.М., Копнин А.Н., Пархоменко М.П. и др.* // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. № 21. С. 56.