

УДК 621.369.9

## КОРРЕКЦИЯ S-ПАРАМЕТРОВ ПРИ ИЗМЕРЕНИИ МАТЕРИАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ МАГНИТОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КОМПОЗИТОВ В СВОБОДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ С ПРИМЕНЕНИЕМ ДИАФРАГМЫ

К. М. Басков, А. А. Политико, В. Н. Семенов, В. А. Чистяев

Институт теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук  
(ИТПЭ РАН), 125412, Москва, ул. Ижорская, 13

Статья поступила в редакцию 15 марта 2017 г.

**Аннотация.** Разработана методика коррекции результатов измерений  $S$ -параметров, которая проводится при определении диэлектрической и магнитной проницаемости образцов материалов в сантиметровом диапазоне длин волн. Измерения параметров образцов материалов осуществляются в свободном пространстве с использованием диафрагмы на специализированном стенде, разработанном в ИТПЭ РАН. Коррекция необходима в случае, когда габаритный размер исследуемого образца имеет величину меньшую, чем две длины электромагнитной волны в свободном пространстве. Предлагается алгоритм коррекции коэффициента отражения (параметра  $S_{11}$ ) и коэффициента прохождения (параметра  $S_{21}$ ) образца, построенный на представлении измерительного комплекса в виде эквивалентной длинной линии. Приводятся сравнительные зависимости эффективных значений материальных параметров  $\varepsilon$  и  $\mu$  тестовых образцов в низкочастотной части диапазона до и после проведения коррекции результатов измерений.

**Ключевые слова:**  $S$ -параметры, коэффициент прохождения, коэффициент отражения, диэлектрическая проницаемость, магнитная проницаемость, коррекция измерений.

**Abstract.** The method is developed for error correction of measurement results of  $S$ -parameters. This correction is conducted during determining complex permittivity

and permeability of material samples in the centimeter wavelength range. The measurements of properties of materials are carried out in free space using the specific diaphragm of certain diameter by means of specialized measurement bench developed by ITAE RAS. The correction procedure is necessary when the size of test sample is less than two wavelengths of electromagnetic radiation in free space. The correction algorithm of reflection coefficient (parameter  $S_{11}$ ) and transmission coefficient (parameter  $S_{21}$ ) based on the representation of measuring bench in the terms of equivalent long-distance line is shown. The mathematical justification of correction algorithm in non-strict statement is described. The submission is suggested that a space of measurement bench has a wave impedance that differed in  $a$  times from the wave impedance of free space. A sample under the test is a quadripole with transmission matrix  $A(d, \varepsilon, \mu)$  for measurement bench ( $d$  – sample's thickness,  $\varepsilon$  and  $\mu$  – effective complex permittivity and permeability of test sample accordingly). Iterative procedure with fast convergence is proposed for determining effective permittivity and permeability obtained from measurement results of S-parameters. Error correction was done for measurement of material properties using small-sized diaphragm 80 mm in diameter which dimension is less than falling wavelength  $\lambda$  of electromagnetic radiation in the long-wave region of spectrum. As results the comparative dependences of complex permittivity and permeability of material properties of test samples in the low-frequency range in initial state and after correction procedure are submitted. Test samples are presented as thin films of sheet materials based on organosilicone or fluororganosilicone binder filled with modified iron with both different concentration and various degree of treatment. The obtained results allow us to minimize measurement errors of material properties in a frequency vicinity from 3 to 6 GHz. Due to this reason the accuracy of analytical estimates in designing of radio absorbing materials is essentially increased.

**Key words:** S-parameters, reflection coefficient, transmission coefficient, complex permittivity and permeability, measurement error correction.

## 1. Введение

В настоящее время в связи с развитием технологий производства и применением композитных материалов во многих наукоемких отраслях промышленности существенное значение приобретают методы измерения электродинамических параметров композитов в СВЧ-диапазоне длин волн. Это связано с тем, что целенаправленный синтез таких материалов и построение конструкций на их основе невозможно осуществить, не прибегая к экспериментальным исследованиям их электромагнитных характеристик в широком диапазоне частот. В данный момент существует множество различных подходов к измерению диэлектрической и магнитной проницаемости образцов материалов на СВЧ: с использованием коаксиальных/волноводных линий передачи, резонаторные, полосковые методики и т.д. Однако неразрушающий метод проведения измерений в свободном пространстве является предпочтительным не только в качестве контролирующего средства при производстве магнитодиэлектриков, когда возможность проведения измерений бесконтактными способами порой имеет определяющее значение, но и на стадии научно-исследовательских работ.

В основе радиофизических измерений в свободном пространстве лежит связь измеряемых комплексных коэффициентов отражения (параметр  $S_{11}$ ) и прохождения (параметр  $S_{21}$ ) с материальными и геометрическими параметрами исследуемого образца. Значения комплексных коэффициентов отражения на металле  $S_{11}^M$  и прохождения  $S_{21}$  магнитодиэлектрического образца при нормальном падении плоской электромагнитной волны записываются в виде [1]:

$$S_{11} = \frac{-xy - 1}{1 - y^2}; \quad S_{11}^M = \frac{x}{y}; \quad S_{21} = \frac{x + y}{1 - y^2}, \quad (1)$$

где  $x = iz \sin \varphi + \cos \varphi$ ;  $y = iz \sin \varphi - \cos \varphi$ ;

$Z = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$  – нормированное волновое сопротивление образца;

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} d \sqrt{\varepsilon\mu} - \text{набег фазы при прохождении электромагнитной волны}$$

через измеряемый образец;

$\lambda$  – длина электромагнитной волны в свободном пространстве;

$d$  – толщина слоя магнитодиэлектрика.

Таким образом, комплексные величины коэффициентов отражения и прохождения образца зависят от толщины слоя образца и значений его материальных параметров – диэлектрической проницаемости  $\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon''$  и магнитной проницаемости  $\mu = \mu' - j\mu''$ .

В работе [2] описывается разработанная в ИТПЭ РАН методика измерения эффективных параметров образцов материалов в свободном пространстве. Одной из ключевых особенностей данной методики является использование в составе измерительной установки круглой диафрагмы с нанесенным на нее радиопоглощающим покрытием. При проведении измерений исследуемые образцы помещаются в окно диафрагмы, расположенной в ближней зоне рупорных антенн. Для определения материальных параметров проводятся два измерения: коэффициента прохождения образца (параметр  $S_{21}$ ) и коэффициента отражения образца (параметр  $S_{11}$ ), либо коэффициента отражения образца на металле (параметр  $S_{11}^M$ ).

Помимо достоинств, указанных в работе [2], у предложенной методики существуют определенные недостатки. Одним из них является то обстоятельство, что данная методика предполагает измерение образцов, габаритные размеры которых превышают  $2\lambda$ , поэтому для диафрагмы заданного диаметра требуется образец с определенными геометрическими размерами. Если размер диафрагмы больше двух длин электромагнитной волны, можно считать, что распределение поля в апертуре диафрагмы близко к плоской волне. В этом случае обеспечивается высокая точность измерений  $S$ -параметров. Если диаметр диафрагмы меньше  $2\lambda$ , то распределение поля в ее апертуре не соответствует плоской волне, что в итоге приводит к появлению

погрешностей измерений. С целью повышения точности необходимо в процедуре обработки результатов измерений  $S$ -параметров учесть истинное распределение поля в апертуре диафрагмы, а именно принять во внимание тот факт, что волновое сопротивление пространства внутри диафрагмы отличается от волнового сопротивления свободного пространства. Построению процедуры обработки результатов измерений и посвящена настоящая статья.

Стоит отметить, что данная работа не преследует цели построения электродинамической модели измерительного комплекса, реализованного на базе методики [2], в строгой постановке. В первую очередь работа направлена на разработку процедуры коррекции результатов измерений диэлектрической и магнитной проницаемостей тонких образцов листовых магнитодиэлектрических материалов. В основе этой процедуры лежит схематическое представление измерительной установки в виде некоторой эквивалентной длинной линии, в которой электромагнитная волна распространяется по законам длинных линий.

## 2. Модель измерительного комплекса

Методика [2] базируется на измерении параметров  $S_{11}$  и  $S_{21}$  квазиплоской электромагнитной волны с помощью сверхширокополосных линзовых рупорных антенн и векторного анализатора электрических цепей. Измерительный комплекс, построенный в ИТПЭ РАН на основе данной методики, реализован с использованием четырехпортового векторного анализатора электрических цепей ZVA40 производства компании Rohde&Schwarz. На рис. 1 представлена принципиальная схема измерительной установки. При измерениях в диапазоне частот от 0,8 до 24 ГГц используются рупорные антенны Пб-23М. В связи с тем, что геометрические размеры измеряемых образцов меньше размера апертуры антенн Пб-23М, производится диафрагмирование апертуры с помощью специально разработанных круглых металлических диафрагм различного размера с нанесенным на них широкополосным радиопоглощающим покрытием. При проведении измерений

исследуемые образцы помещаются в окно диафрагмы, расположенной в ближней зоне рупорных антенн, что минимизирует вклад от процессов дифракции на краях образца и кромках антенн. В процессе измерения коэффициента отражения образцов в зоне за диафрагмой устанавливается согласованная нагрузка – объемный радиопоглощающий блок с мягким входом и низким коэффициентом отражения в рабочей полосе частот (не выше минус 50 дБ) для исключения дополнительных паразитных отражений от окружающего пространства. Для снижения ошибки измерения  $S$ -параметров образцов используется набор специальных калибровок с вычитанием фона (Background).

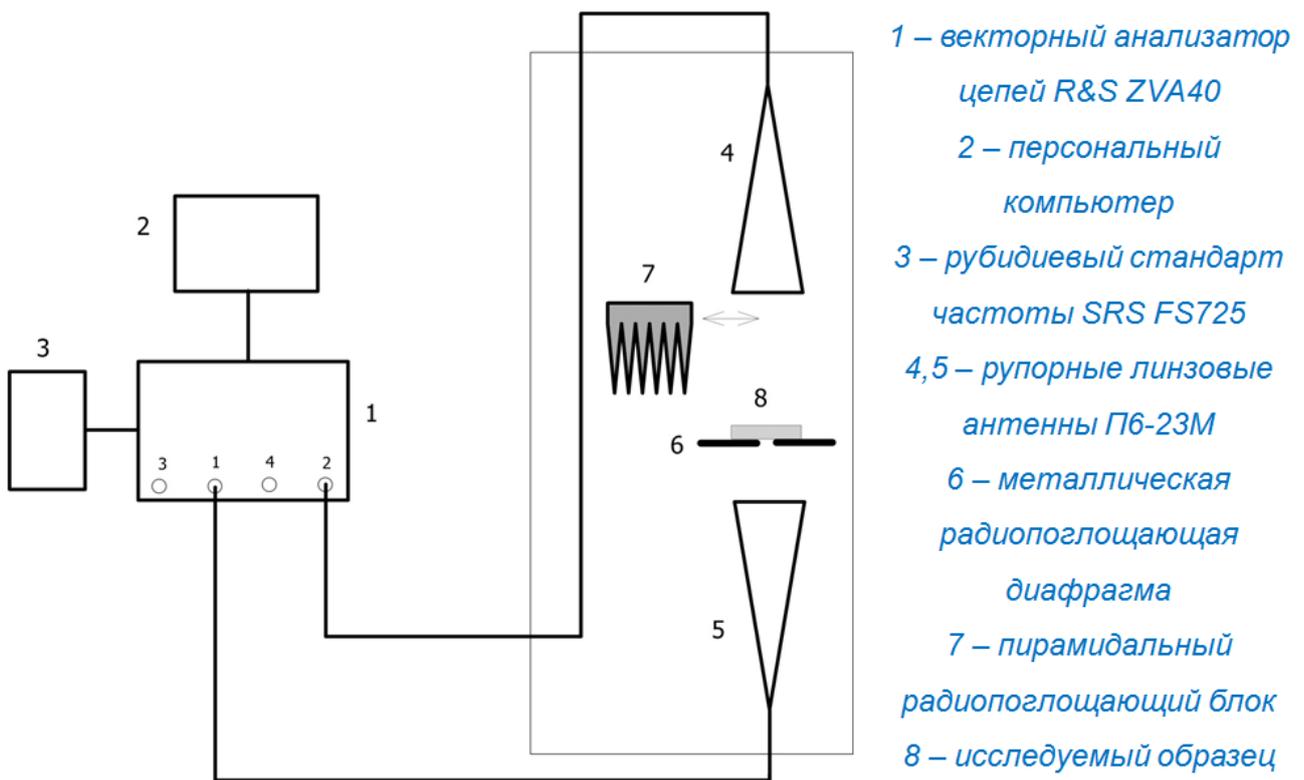


Рис. 1. Блок-схема измерительной установки.

Так как общая длина измерительного тракта достаточно велика (порядка 10 метров с учетом измерительных кабелей) и в тракте присутствует ряд неоднородностей, то на измеренные значения параметров  $S_{11}$  и  $S_{21}$  накладывается ряд биений, вызванных переотражениями между неоднородностями тракта. Для того чтобы выделить полезный сигнал на фоне

паразитных переотражений (помех) производится процедура временной селекции (Time Domain) с использованием окна Кайзера-Бесселя. Помимо этого применяются методы цифровой обработки для подавления осцилляций сигнала на краях частотного диапазона, вызванных так называемым эффектом Гиббса [3].

### 3. Алгоритм коррекции результатов измерений $S$ -параметров

В случае, когда диаметр диафрагмы (позиция 6 на рис. 1) превышает размер  $2\lambda$ , верхнее и нижнее подпространство установки, где располагаются измерительные антенны (позиции 4 и 5 на рис. 1), можно считать свободным пространством с волновым сопротивлением равным  $W_0 = 120\pi$  Ом. Уменьшение диаметра апертуры до значения  $< 2\lambda$  приводит к появлению значительных погрешностей измерения в нижней части диапазона частот. С целью коррекции указанных погрешностей делается следующее предположение: пространство измерительной установки имеет волновое сопротивление, которое отличается от волнового сопротивления свободного пространства в  $a$  раз. Далее составляется эквивалентная длинная линия (рис. 2), соответствующая рассматриваемой измерительной установке [4].

В эквивалентной длинной линии входное сопротивление (импеданс)  $Z_{ИЗМ}$  образца, находящегося в диафрагме определяется как:

$$Z_{ИЗМ} = aW_0 \frac{1 + S_{11\_ИЗМ}}{1 - S_{11\_ИЗМ}}, \quad (2)$$

где  $W_0$  – волновое сопротивление свободного пространства;

$aW_0$  – волновое сопротивление пространства измерительной установки;

$S_{11\_ИЗМ}$  – параметр, который измеряется установкой.

Образец в длинной линии (рис. 2) представлен четырехполюсником с матрицей передачи  $A_2(d, \varepsilon, \mu)$  для измерительной установки ( $d$  – толщина образца,  $\varepsilon$  и  $\mu$  – диэлектрическая и магнитная проницаемости образца соответственно). Предполагается, что матрица передачи образца,

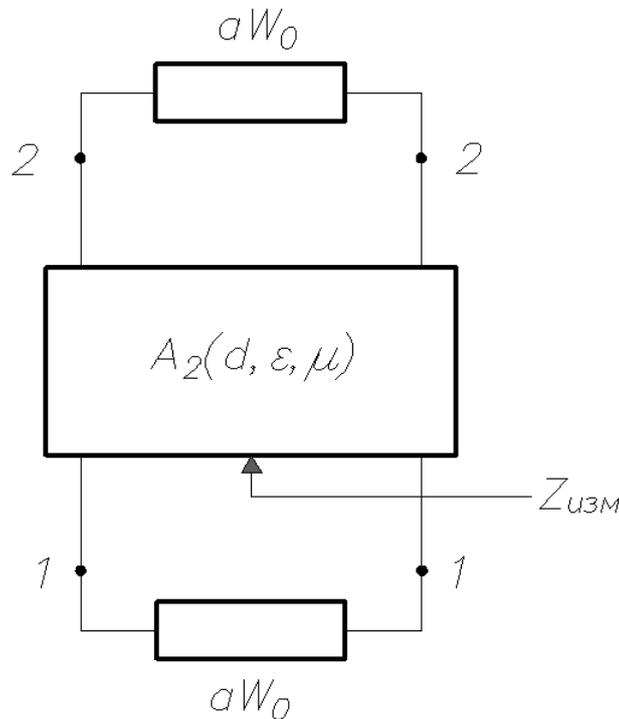
расположенного на измерительной диафрагме, несколько отличается от матрицы передачи образца в свободном пространстве. Пусть волновое сопротивление пространства измерительной установки отличается от волнового сопротивления свободного пространства в  $a$  раз. Тогда для параметра  $S_{21\_ИЗМ}$ , измеряемого установкой, можно записать:

$$S_{21\_ИЗМ} = \frac{2Z_{ИЗМ}aW_0}{(Z_{ИЗМ} + aW_0)(aW_0ch(j\gamma_2d) - W_2sh(j\gamma_2d))}, \quad (3)$$

где  $W_2$  – волновое сопротивление образца, расположенного на диафрагме;

$\gamma_2$  – постоянная распространения электромагнитной волны в образце, расположенном на диафрагме.

*Подпространство верхней  
рупорной антенны*



*Подпространство нижней  
рупорной антенны*

Рис. 2. Эквивалентная длинная линия измерительной установки.

Истинное значение параметра  $S_{21\_И}$  может быть определено формулой:

$$S_{12\_И} = \frac{2Z_{И}W_0}{(Z_{И} + W_0) (W_0 \operatorname{ch}(j\gamma_1 d) - W_1 \operatorname{sh}(j\gamma_1 d))}, \quad (4)$$

где  $W_1$  – истинное волновое сопротивление образца;

$Z_{И}$  – истинное входное сопротивление (импеданс) образца в свободном пространстве;

$\gamma_1$  – постоянная распространения электромагнитной волны в образце в свободном пространстве.

В итоге коэффициент  $K_K$ , корректирующий результаты измерений, может быть записан в виде:

$$K_K = \frac{S_{21\_И}}{S_{21\_ИЗМ}} = \frac{Z_{И}' (Z_{ИЗМ}' + 1)}{Z_{ИЗМ}' (Z_{И}' + 1)}, \quad (5)$$

где  $Z_{ИЗМ}' = \frac{Z_{ИЗМ}}{aW_0}$  – нормированное измеренное входное сопротивление образца;

$Z_{И}' = \frac{Z_{И}}{W_0}$  – нормированное истинное входное сопротивление образца.

Выражение (5) записано в приближении тонкого слоя, когда можно считать, что

$$\frac{\operatorname{ch}(j\gamma_2 d) - W_2' \operatorname{sh}(j\gamma_2 d)}{\operatorname{ch}(j\gamma_1 d) - W_1' \operatorname{sh}(j\gamma_1 d)} \approx 1, \quad (6)$$

где  $W_1' = \frac{W_1}{W_0}$  и  $W_2' = \frac{W_2}{aW_0}$  – нормированные волновые сопротивления образца в свободном пространстве и в диафрагме.

Используя теорию длинных линий и правило пересчета входных сопротивлений, можно записать выражения для измеренного и истинного входных сопротивлений образца:

$$Z_{ИЗМ} = aW_0 \frac{1 + j \frac{W_2}{aW_0} \operatorname{tg}(\gamma_2 d)}{1 + j \frac{aW_0}{W_2} \operatorname{tg}(\gamma_2 d)} \Rightarrow Z_{ИЗМ}' = \frac{1 + jW_2' \operatorname{tg}(\gamma_2 d)}{1 + j \frac{1}{W_2'} \operatorname{tg}(\gamma_2 d)}; \quad (7)$$

$$Z_{И} = W_0 \frac{1 + j \frac{W_1}{W_0} \operatorname{tg}(\gamma_1 d)}{1 + j \frac{W_0}{W_1} \operatorname{tg}(\gamma_1 d)} \Rightarrow Z_{И}' = \frac{1 + jW_1' \operatorname{tg}(\gamma_1 d)}{1 + j \frac{1}{W_1'} \operatorname{tg}(\gamma_1 d)}, \quad (8)$$

При условии, что образец тонкий можно считать:

$$\frac{aW_2' \operatorname{tg}(\gamma_1 d)}{W_1' \operatorname{tg}(\gamma_2 d)} \frac{1 + j \frac{1}{W_2'} \operatorname{tg}(\gamma_2 d)}{1 + j \frac{1}{W_1'} \operatorname{tg}(\gamma_1 d)} \approx 1. \quad (9)$$

Тогда из уравнений (7) и (8) можно найти величину  $A$ :

$$A = \frac{Z_{И}' - 1}{Z_{ИЗМ}' - 1} = \frac{(W_1'^2 - 1)a}{(W_2'^2 - 1)a}. \quad (10)$$

Волновые сопротивления образца  $W_1$  и  $W_2$  при высоких значениях  $\varepsilon$  и  $\mu$  считаем равными, тогда  $W_1' = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$  и  $W_2' = \frac{1}{a} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$ , а выражение (10) переписется в виде:

$$A = \frac{\left(\frac{\mu}{\varepsilon} - 1\right)a}{\frac{\mu}{\varepsilon} - a^2}. \quad (11)$$

Можно сделать вывод, что для корректировки результатов измерений  $S$ -параметров необходимо знать значения диэлектрической и магнитной проницаемостей материала образца, а также либо истинное  $Z_{И}'$ , либо измеренное  $Z_{ИЗМ}'$  значение входного сопротивления образца. Тогда по формуле (5) с использованием формулы (11) можно найти корректирующий коэффициент  $K_K$ .

Если знать параметр  $a$ , диэлектрическую и магнитную проницаемости образца  $\varepsilon$  и  $\mu$ , то для нахождения истинного параметра  $S_{11\_И}$  (истинного коэффициента отражения) необходимо по результатам измерений скорректировать измеренное входное сопротивление образца:

$$Z_{ИЗМ}' = \frac{1 - S_{11\_ИЗМ}}{1 + S_{11\_ИЗМ}}, \quad (12a)$$

$$Z_{И}' = 1 + A(Z_{ИЗМ}' - 1). \quad (12б)$$

В итоге

$$S_{11\_И} = \frac{Z_{И}' - 1}{Z_{И}' + 1}. \quad (13)$$

Для определения истинного значения коэффициента отражения образца на металле  $S_{11\_И}^M$  необходимо скорректировать входное сопротивление образца:

$$Z_{И}'^M = a_2 Z_{ИЗМ}'^M, \quad (14)$$

где  $a_2$  – корректирующий коэффициент для входного сопротивления (импеданса) образца при измерении коэффициента отражения образца на металле.

Используя теорию длинных линий можно записать:

$$a_2 = \frac{W_1' \operatorname{tg}(\gamma_1 d)}{W_2' \operatorname{tg}(\gamma_2 d)} \approx \frac{W_1' \gamma_1 d}{W_2' \gamma_2 d} = A_2 B_2. \quad (15a)$$

В случае, когда магнитная проницаемость образца  $\mu = 1$ , величина  $A_2 = A_2^0 = \text{const}$ . Если  $\mu \neq 1$ , то функциональная зависимость  $A_2(\mu)$ , полученная эмпирическим путем из результатов измерений большого числа образцов с различной магнитной проницаемостью ( $1 < \mu' < 5$  и  $0,1 < \mu'' / \mu' < 2$ ), выглядит следующим образом:

$$A_2 = \frac{A_2^0 - 1}{\sqrt[4]{\mu}} + 1. \quad (15б)$$

Для определения функциональной зависимости  $B_2(\varepsilon, \mu)$  воспользуемся стандартной зависимостью постоянной распространения от параметров среды в волноводных системах:

$$B_2 = \sqrt{\frac{k_0^2 \varepsilon \mu}{k_0^2 \varepsilon \mu - \chi^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{b_2}{\varepsilon \mu}}}, \quad (15B)$$

где  $\chi$  – некоторая величина, характеризующая фронт волны в плоскости диафрагмы;

$b_2$  – некоторый коэффициент, связанный с искривлением фронта волны в диафрагме, зависящий от частоты.

Если известны параметры  $A_2$  и  $b_2$ , а также диэлектрическая и магнитная проницаемости образца  $\varepsilon$  и  $\mu$ , то по формулам (14) и (15а) определяем истинное значение  $Z_{II}^{\prime M}$ . Далее находим  $S_{11-II}^M$  по формуле (13). Различие в процедурах корректировки результатов измерений параметров  $S_{11}$  и  $S_{21}$  связано с тем, что при измерении коэффициента отражения образца на металлической подложке подпространство верхней рупорной антенны участие не принимает.

#### 4. Определение диэлектрической и магнитной проницаемости образца из результатов коррекции S-параметров

Приведенная в разделе 3 процедура коррекции S-параметров образцов материалов подразумевает, что должны быть известны  $\varepsilon$  и  $\mu$  образца, которые определяются изначально по результатам измерений. Кроме этого, должен быть известен параметр  $a$ . Проведенные эксперименты показывают, что целесообразно использовать определенный параметр  $a$  для каждого типа измерений: для измерения  $S_{21}$  – параметр  $a_1$ , для измерения  $S_{11}^M$  – параметр  $a_2$ , для измерения  $S_{11}$  – параметр  $a_3$ .

Параметр  $a_2$  находится из результатов измерений  $S_{11}^M$  двух эталонных образцов. В качестве первого эталонного образца используется воздушный слой с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon = 1$  толщиной порядка 1 мм. В

качестве второго эталонного образца используется слой из материала с более высокой диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_3$  и магнитной проницаемостью  $\mu_3=1$ . В качестве такого материала может применяться стекло с  $\varepsilon \approx 7$  толщиной от 1 до 2 мм.

По результатам измерений (считается, что параметры эталонных слоев точно известны, и расчеты можно произвести с помощью матричного метода [4]) определяются корректирующие коэффициенты  $a_2^B$  для воздушного слоя и  $a_2^D$  для слоя с более высокой диэлектрической проницаемостью по формулам (12а) и (14). Далее составляется система уравнений:

$$\begin{cases} a_2^B = A_2^0 \frac{1}{\sqrt{1-b_2}} \\ a_2^D = A_2^0 \frac{1}{\sqrt{1-\frac{b_2}{\varepsilon_3\mu_3}}} \end{cases} \quad (16a)$$

Решение системы (16а) записывается в виде:

$$\begin{cases} b_2 = \frac{1 - \left(\frac{a_2^B}{a_2^D}\right)^2}{\frac{1}{\varepsilon_3\mu_3} - \left(\frac{a_2^B}{a_2^D}\right)^2} \\ A_2^0 = a_2^B \sqrt{1-b_2} \end{cases} \quad (16b)$$

Параметры  $a_1$  и  $a_3$  находятся по результатам измерений  $S$ -параметров одного эталонного образца. После определения параметра  $A$  необходимо решить квадратное уравнение, которое вытекает из формулы (11), относительно неизвестного параметра  $a_1$  или  $a_3$ :

$$Aa_{1,3}^2 + \left(\frac{\mu}{\varepsilon} - 1\right)a_{1,3} - \frac{\mu}{\varepsilon}A = 0 . \quad (16b)$$

При измерении параметра  $S_{11}$  эталонного образца величина  $A$  находится из формулы (10). При этом  $Z_{II}'$  определяется расчетным путем, например, с помощью матричного метода [4], а  $Z_{ИЗМ}'$  определяется по результатам измерений по формуле (12а). При измерении параметра  $S_{21}$  эталонного образца величина  $A$  также находится из формулы (10). Сначала находится  $Z_{II}'$  расчетным путем, а потом рассчитывается  $Z_{ИЗМ}'$  по корректирующему коэффициенту  $K_K$  по формуле (5). Решение уравнения (16в) необходимо брать с положительной действительной частью.

Определять  $\varepsilon$  и  $\mu$  образца по результатам измерений параметров  $S_{21}$  и  $S_{11}^M$  в данной работе предлагается по следующему итерационному алгоритму:

1) По формулам 13 и 14 с использованием параметра  $a_2$  корректируется результат измерения параметра  $S_{11}^M$ . На первой итерации считается, что  $a_2 = A_2^0$ , параметр  $B_2$  считается равным единице.

2) Исходя из предположения, что оба проведенных измерения являются истинными, решается система из двух уравнений (1), затем определяются  $\varepsilon$  и  $\mu$  образца.

3) По формуле (1) определяется параметр  $S_{11}$ , а потом  $Z_{II}'$ .

4) По известному параметру  $a_1$  по формулам (10) и (11) с использованием найденных в первом приближении значений  $\varepsilon$  и  $\mu$  определяется  $Z_{ИЗМ}'$ .

5) По формуле (5) определяется корректирующий коэффициент  $K_K$  и корректируется результат измерения параметра  $S_{21}$ .

6) По формуле (15а), используя известные величины  $A_2^0$ ,  $b_2$  и определённые  $\varepsilon$  и  $\mu$  образца, с использованием формул (15б) и (15в) корректируется параметр  $a_2$ .

7) Для определения скорректированных материальных параметров образца  $\varepsilon$  и  $\mu$  повторяются пункты 1-6.

## 5. Результаты измерений материальных параметров композитных образцов до и после коррекции

В настоящее время с помощью предложенной методики удается проводить коррекцию параметров  $\varepsilon$  и  $\mu$  образцов материалов в диапазоне частот выше 3 ГГц. Данная коррекция проводится при измерениях параметров материалов с использованием диафрагмы диаметром 80 мм, что составляет менее длины волны  $\lambda$  падающего электромагнитного излучения в низкочастотном диапазоне.

С использованием диафрагмы 80 мм были проведены измерения материальных параметров для восьми образцов с различными значениями диэлектрической и магнитной проницаемости, варьирующимися в широких пределах. Образцы представляли собой тонкие пленки листовых материалов с габаритными размерами 200×200 мм на основе полимерных связующих, наполненных различными мелкодисперсными магнитомягкими ферромагнитными порошками с различной степенью наполнения. Полный перечень измеренных образцов материалов с указанием их толщины приведен в таблице 1.

Таблица 1. Перечень измеренных образцов.

№ образца	Толщина, мм
1	0,23
2	0,50
3	0,44
4	0,44
5	0,43
6	0,28
7	0,25
8	0,35

На рис. 3-10 представлены сравнительные частотные зависимости  $\varepsilon$  и  $\mu$  вышеуказанных образцов до и после проведения коррекции. Все измерения проводились в диапазоне от 3,0 до 24 ГГц, однако для удобства отображения на графиках частотных зависимостей верхний предел по частоте (ось абсцисс) ограничен значением 10 ГГц.

С целью оценки точности результатов после коррекции были дополнительно проведены измерения материальных параметров тех же самых образцов в частотном диапазоне от 3,0 до 24 ГГц, но с применением диафрагмы диаметром 180 мм. На графиках, показанных на рис. 3-10, данные кривые частотных зависимостей изображены пунктирными линиями синего и красного цвета. Размер диафрагмы при этом составляет порядка  $2\lambda$  и более, что позволяет считать результаты измерений на частотах выше 3 ГГц точными с высокой степенью. Погрешности измерения в этом случае приведены в таблице 2. Указанные величины погрешностей определены для диафрагмы 180 мм при проведении аттестации методики измерений ФГУП ВНИИФТРИ.

Таблица 2. Погрешности измерений диэлектрической и магнитной проницаемости.

Величина	Относительная погрешность для доверительной вероятности 0,95, не более, %
$\Delta\varepsilon' / \varepsilon'$	2
$\Delta\varepsilon'' / \varepsilon''$	10
$\Delta\mu' / \mu'$	5
$\Delta\mu'' / \mu''$	5

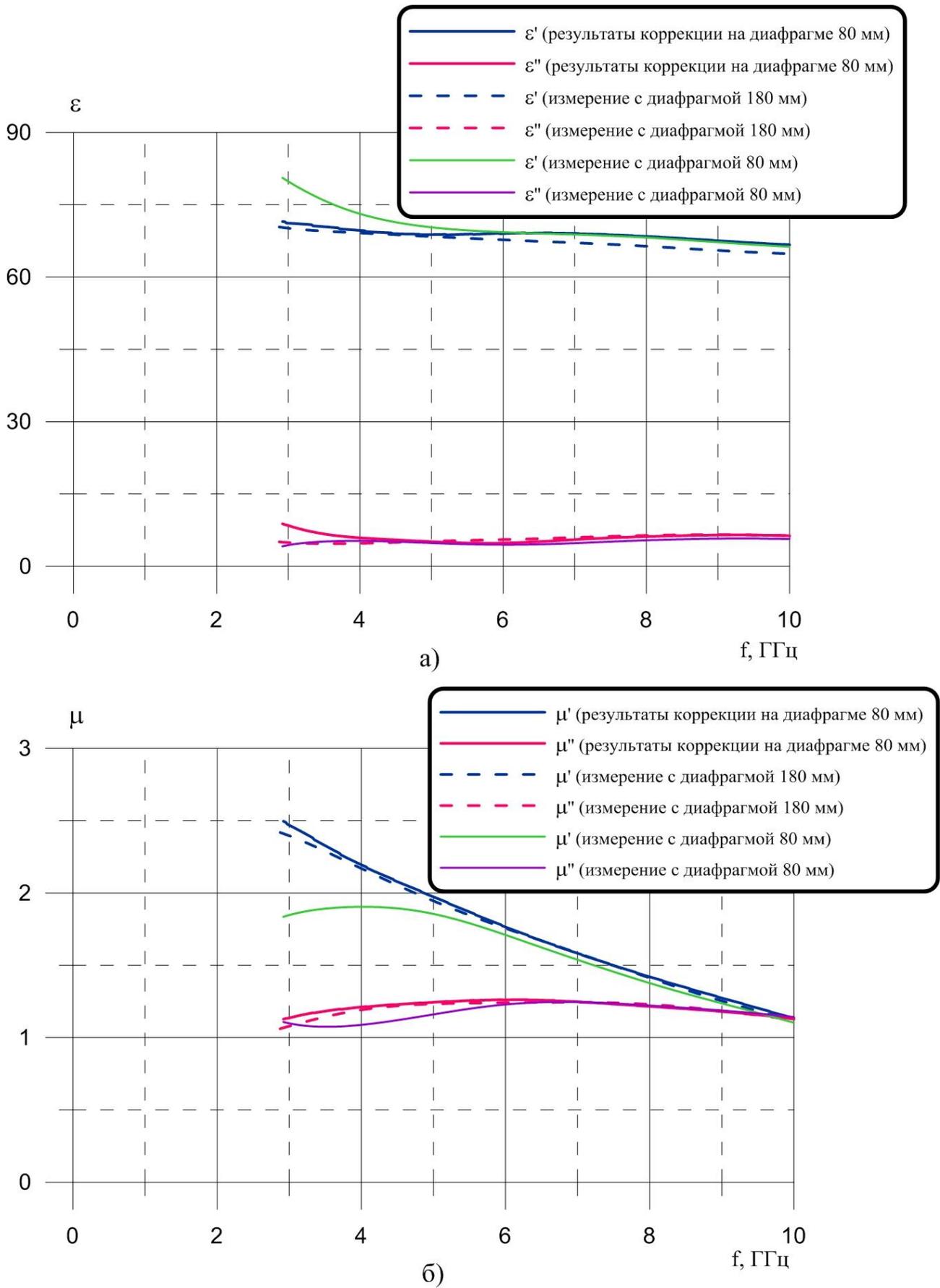


Рис. 3. Частотная зависимость диэлектрической и магнитной проницаемости образца №1 до и после проведения коррекции

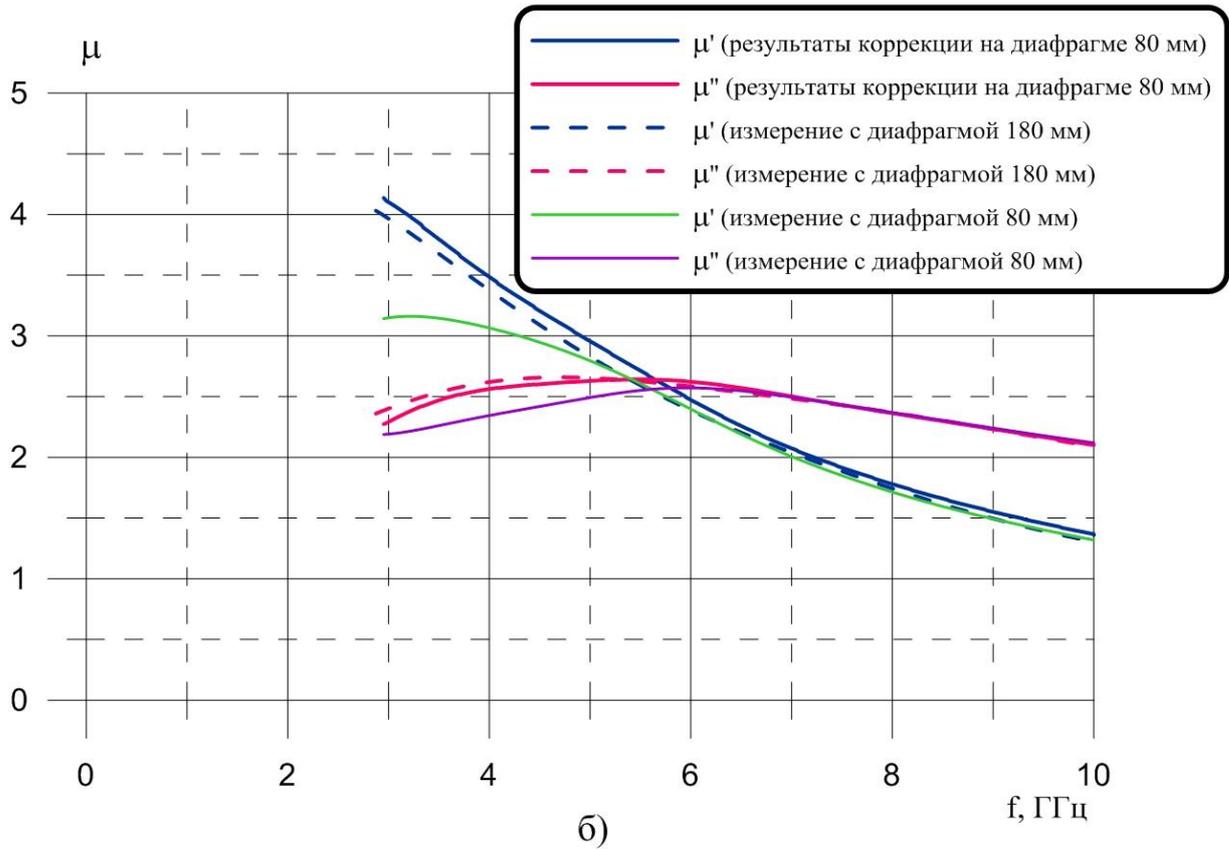
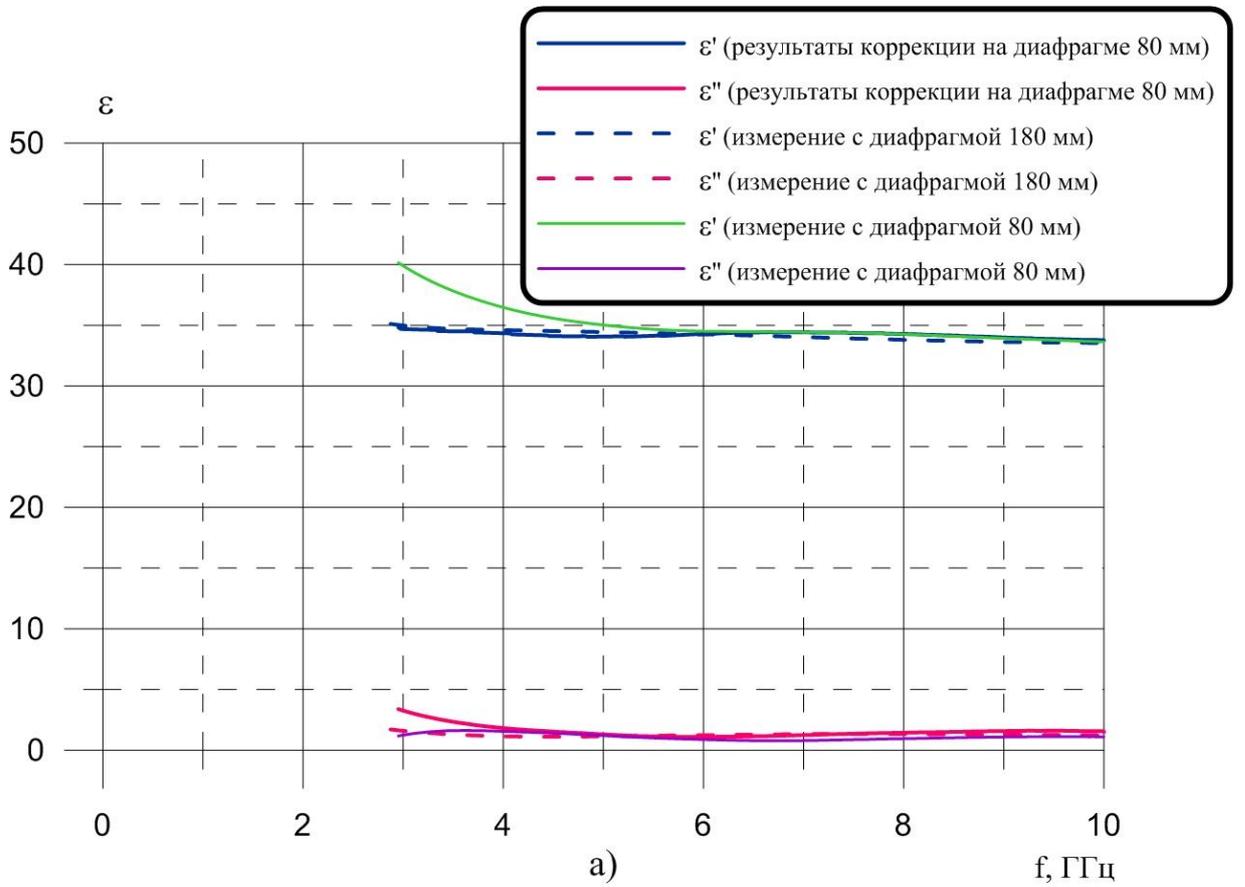


Рис. 4. Частотная зависимость диэлектрической и магнитной проницаемости образца №2 до и после проведения коррекции

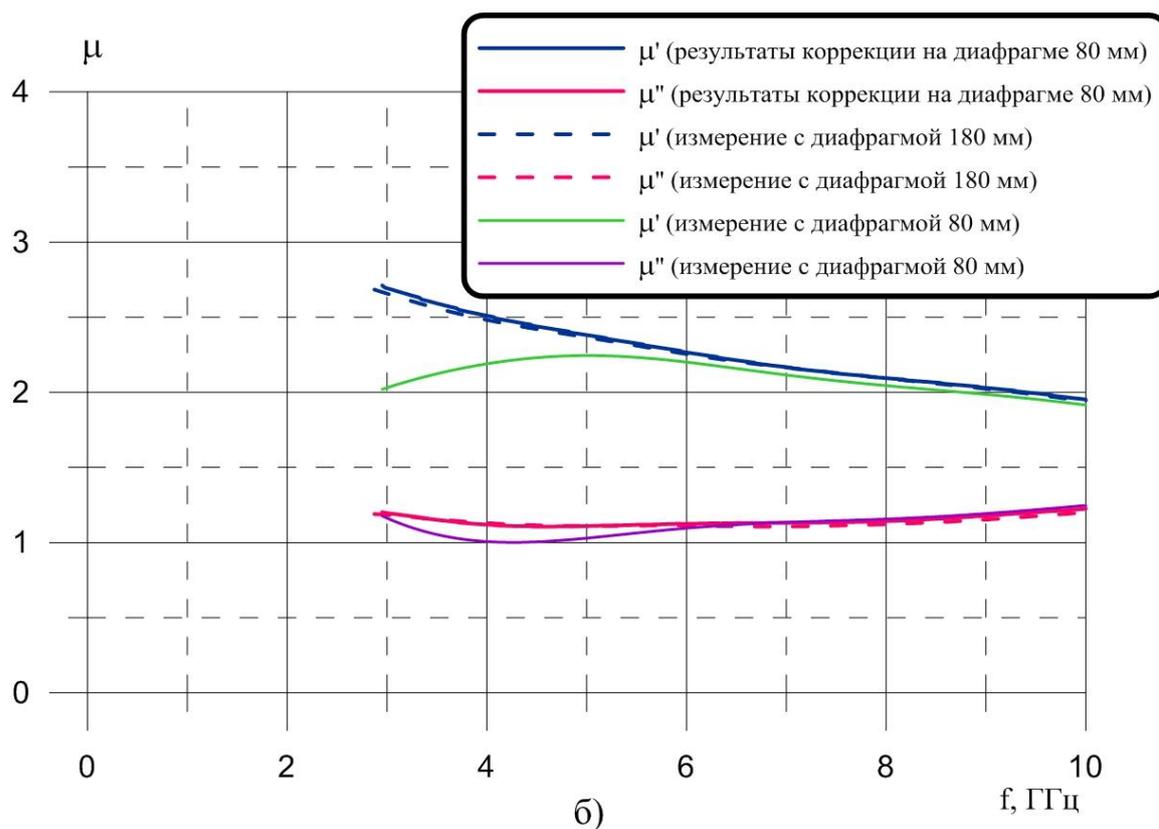
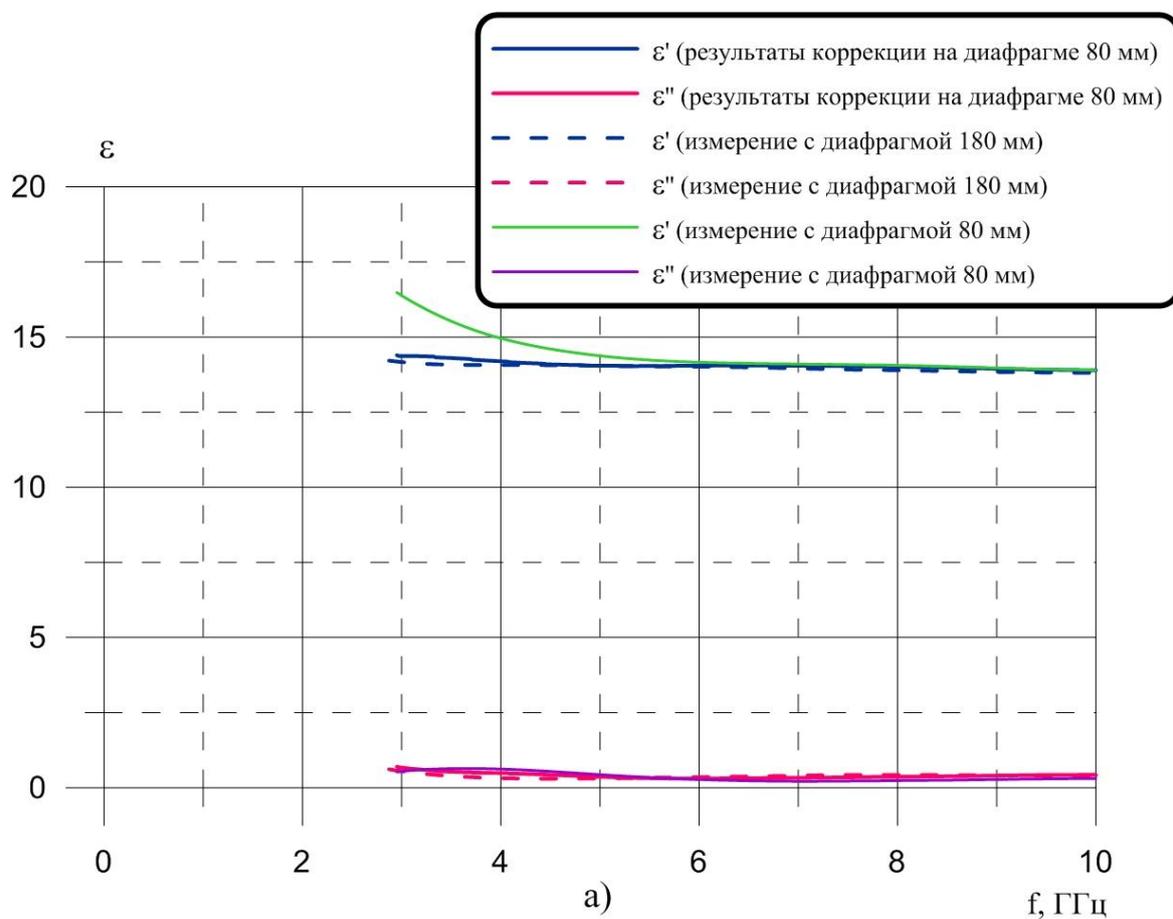


Рис. 5. Частотная зависимость диэлектрической и магнитной проницаемости образца №3 до и после проведения коррекции

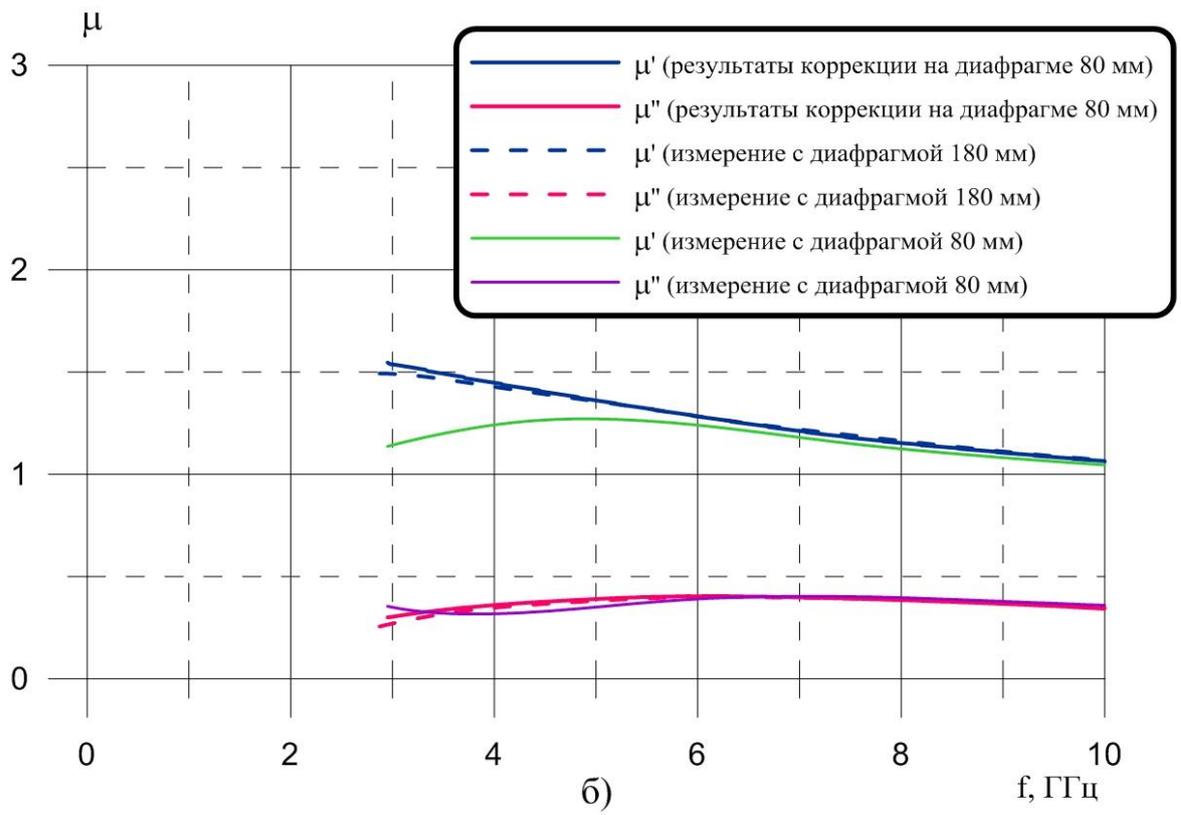
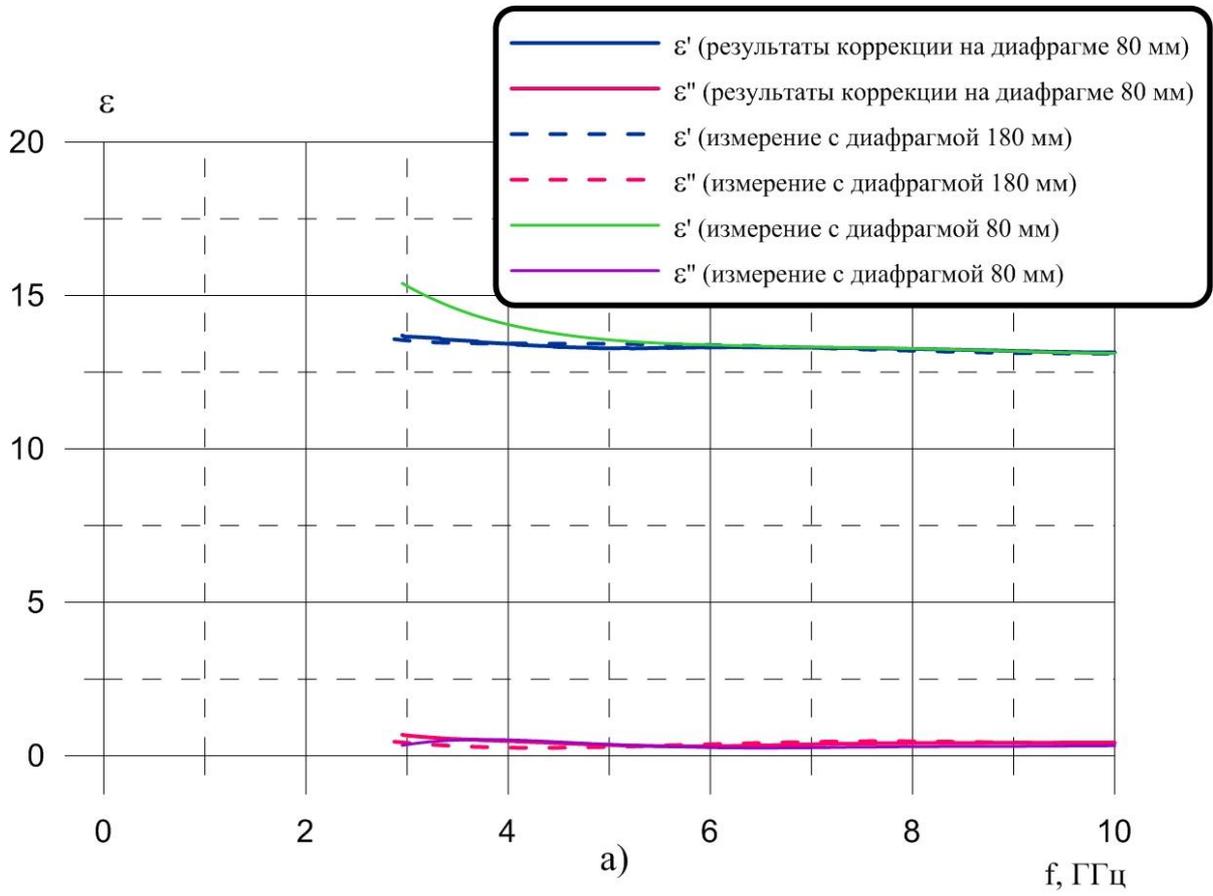


Рис. 6. Частотная зависимость диэлектрической и магнитной проницаемости образца №4 до и после проведения коррекции

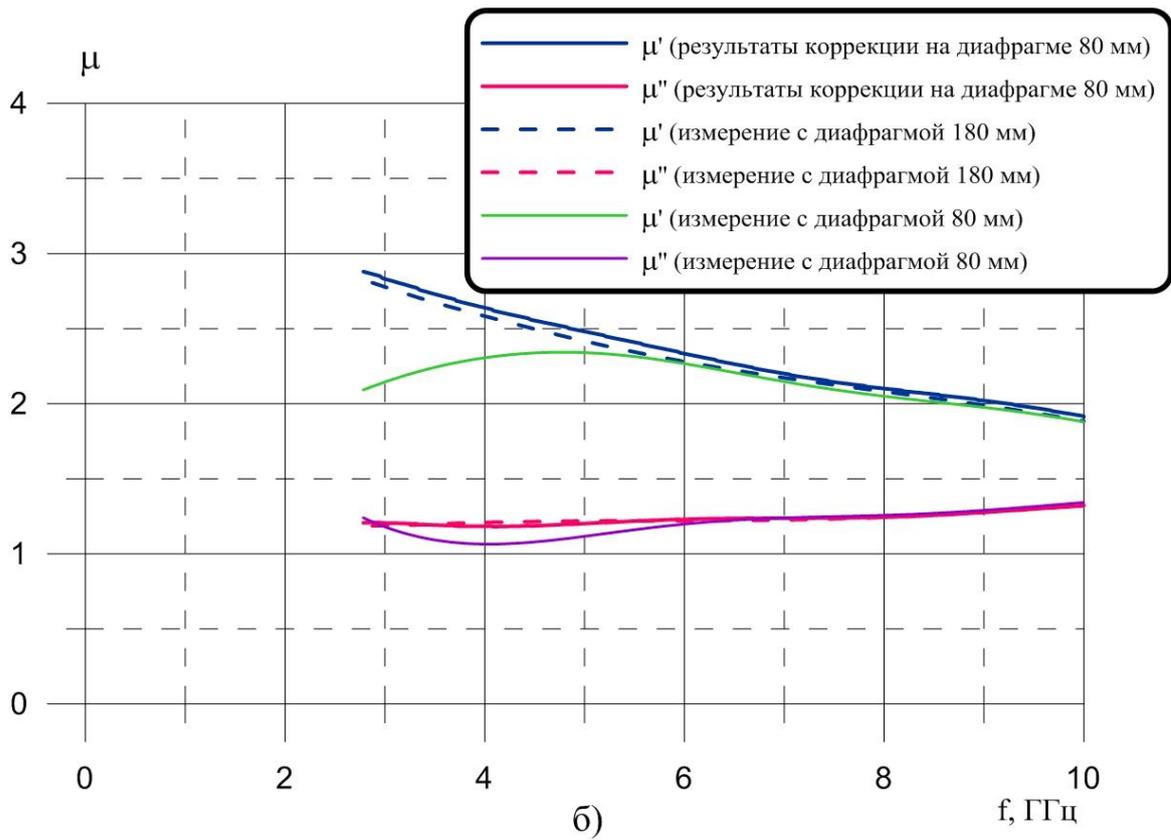
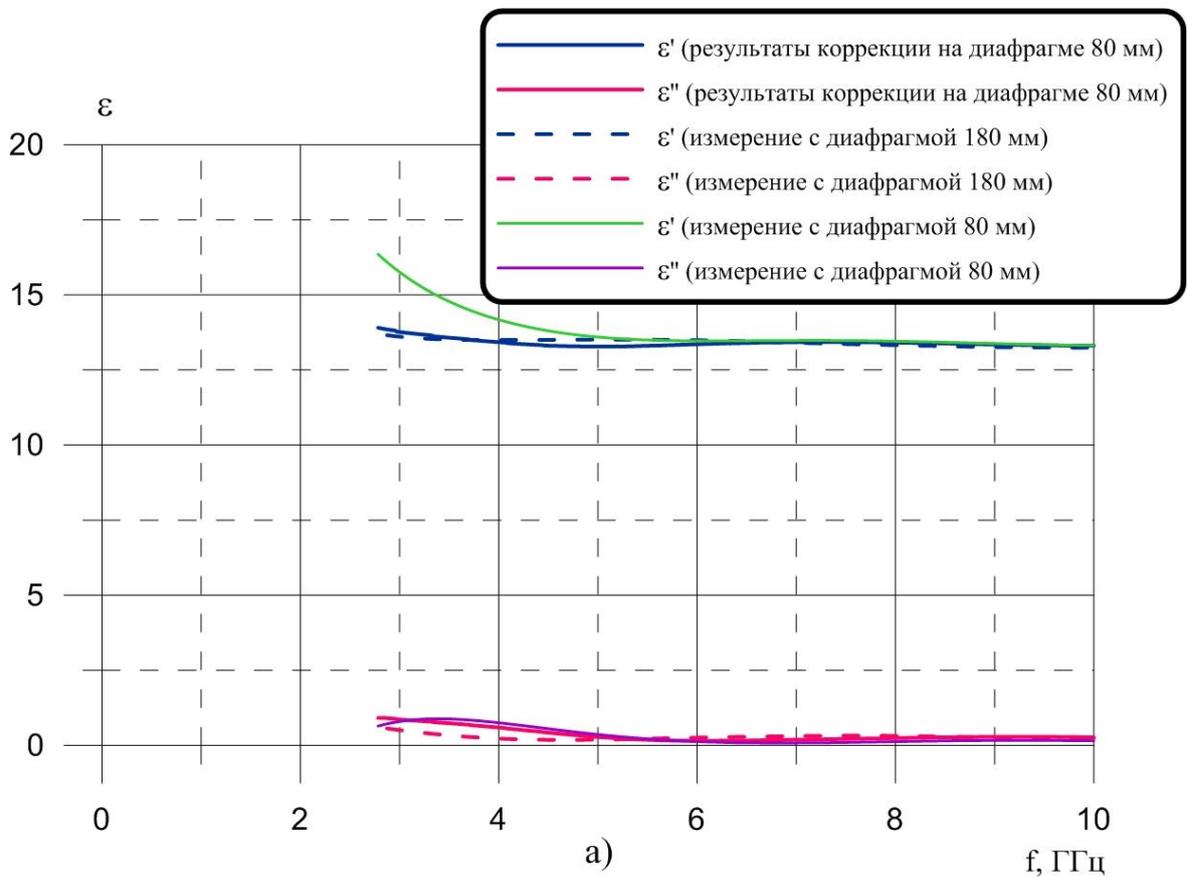


Рис. 7. Частотная зависимость диэлектрической и магнитной проницаемости образца №5 до и после проведения коррекции

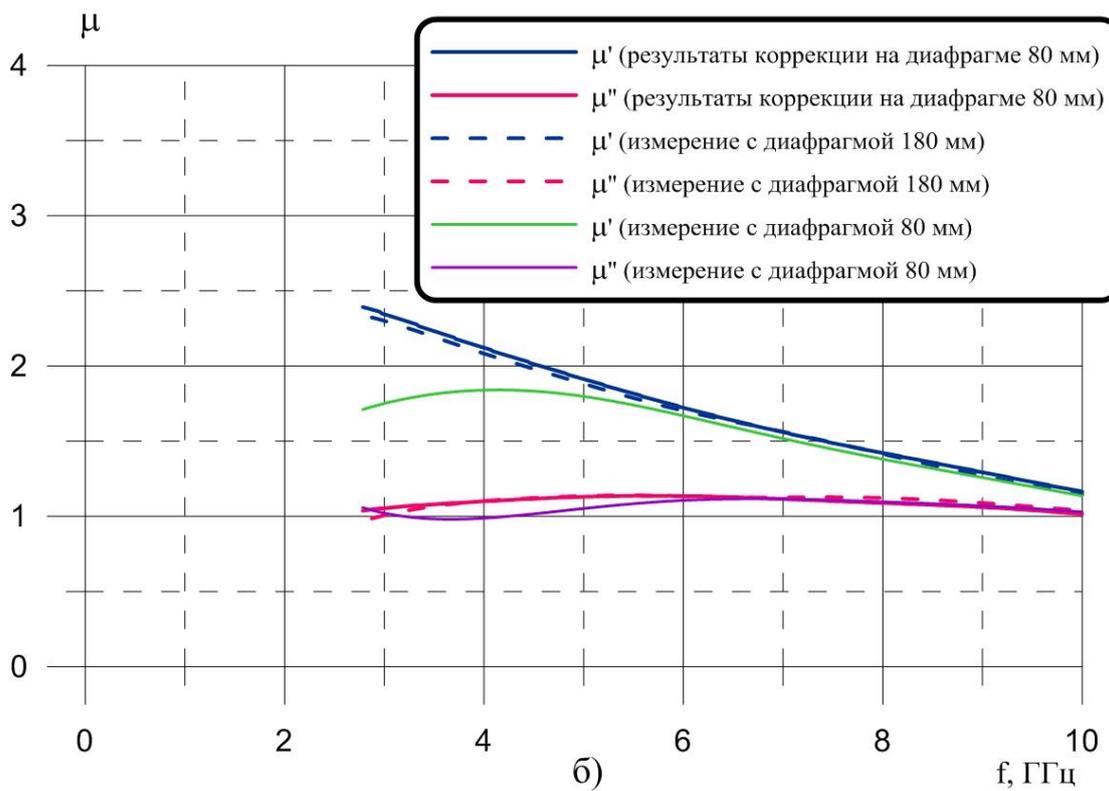
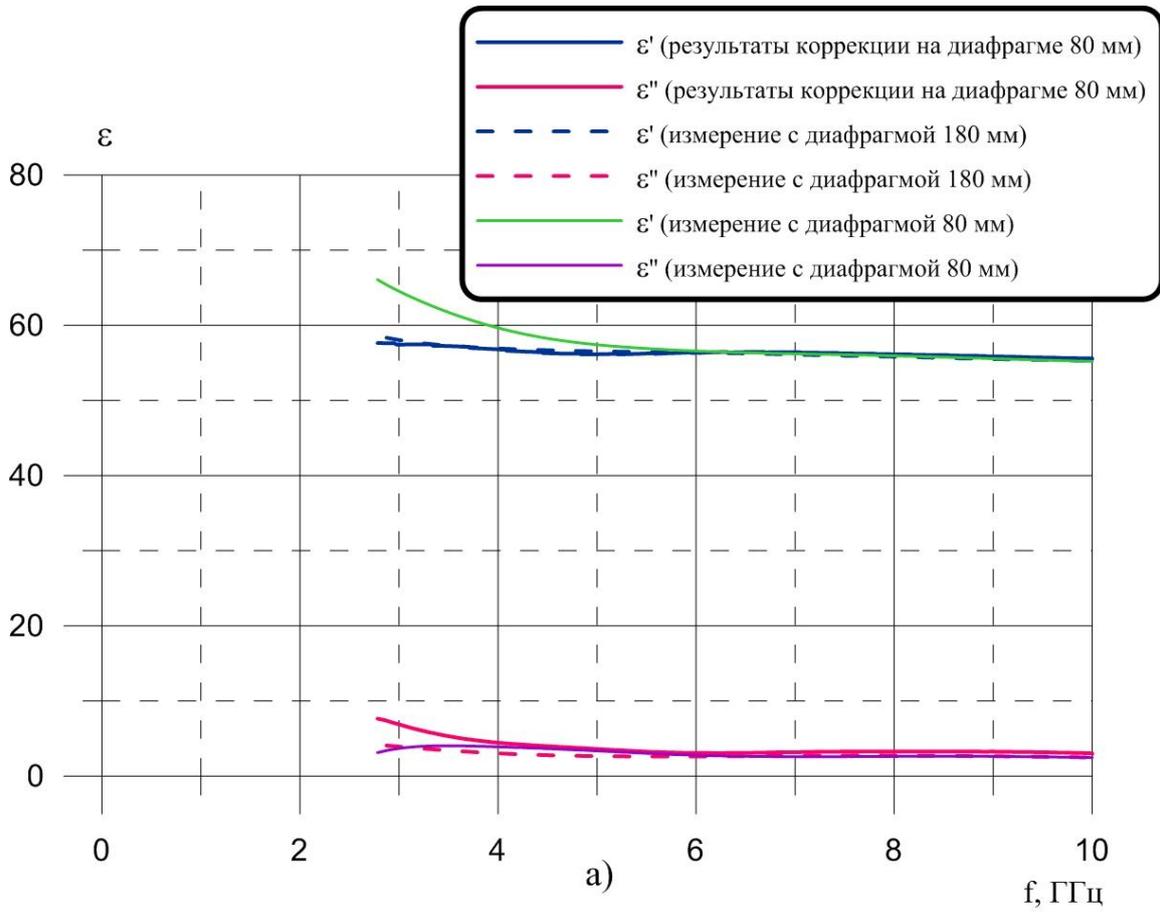


Рис. 8. Частотная зависимость диэлектрической и магнитной проницаемости образца №6 до и после проведения коррекции

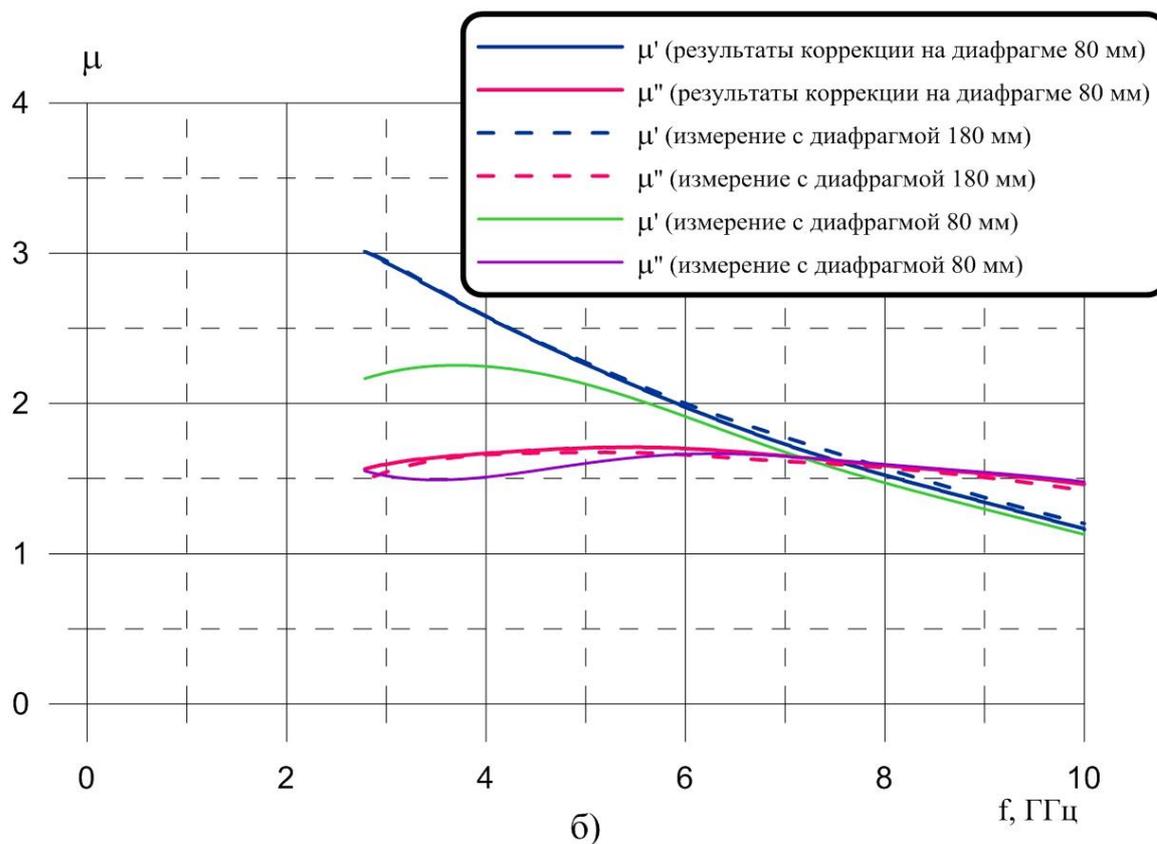
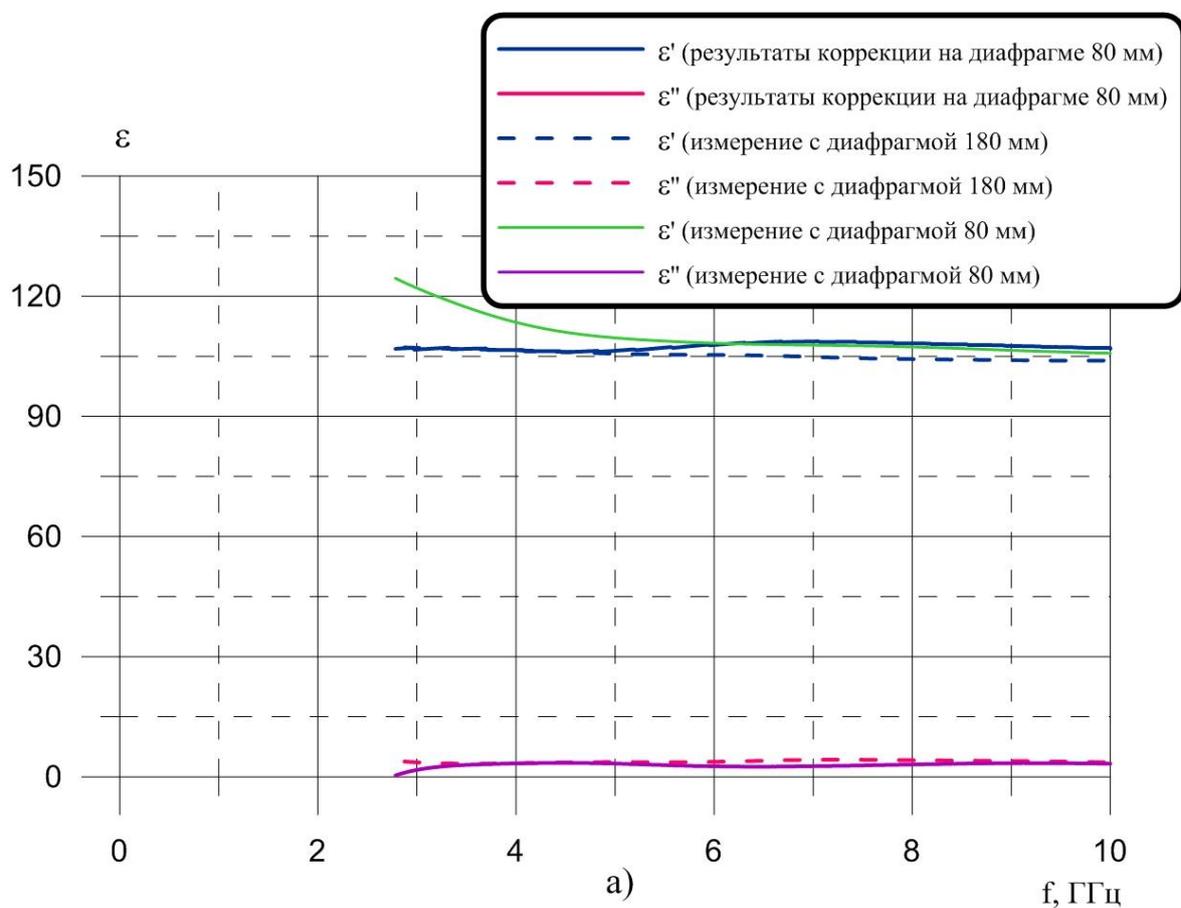


Рис. 9. Частотная зависимость диэлектрической и магнитной проницаемости образца №7 до и после проведения коррекции

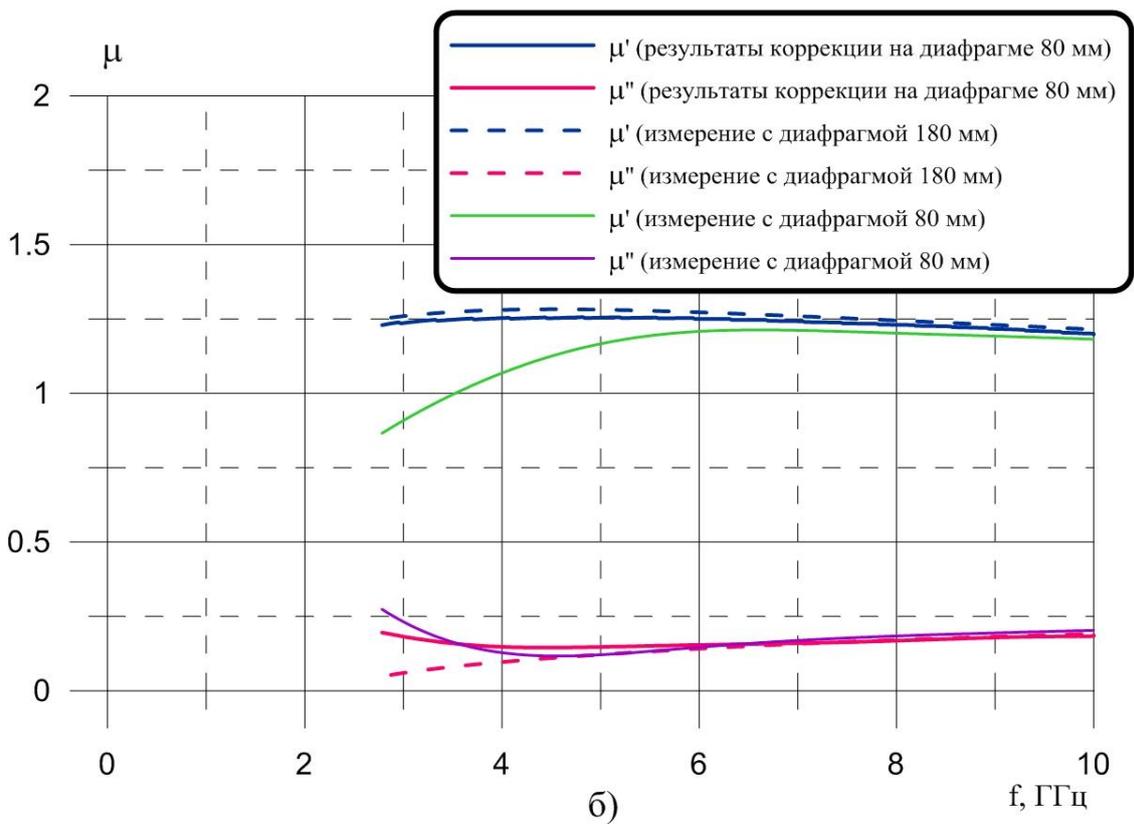
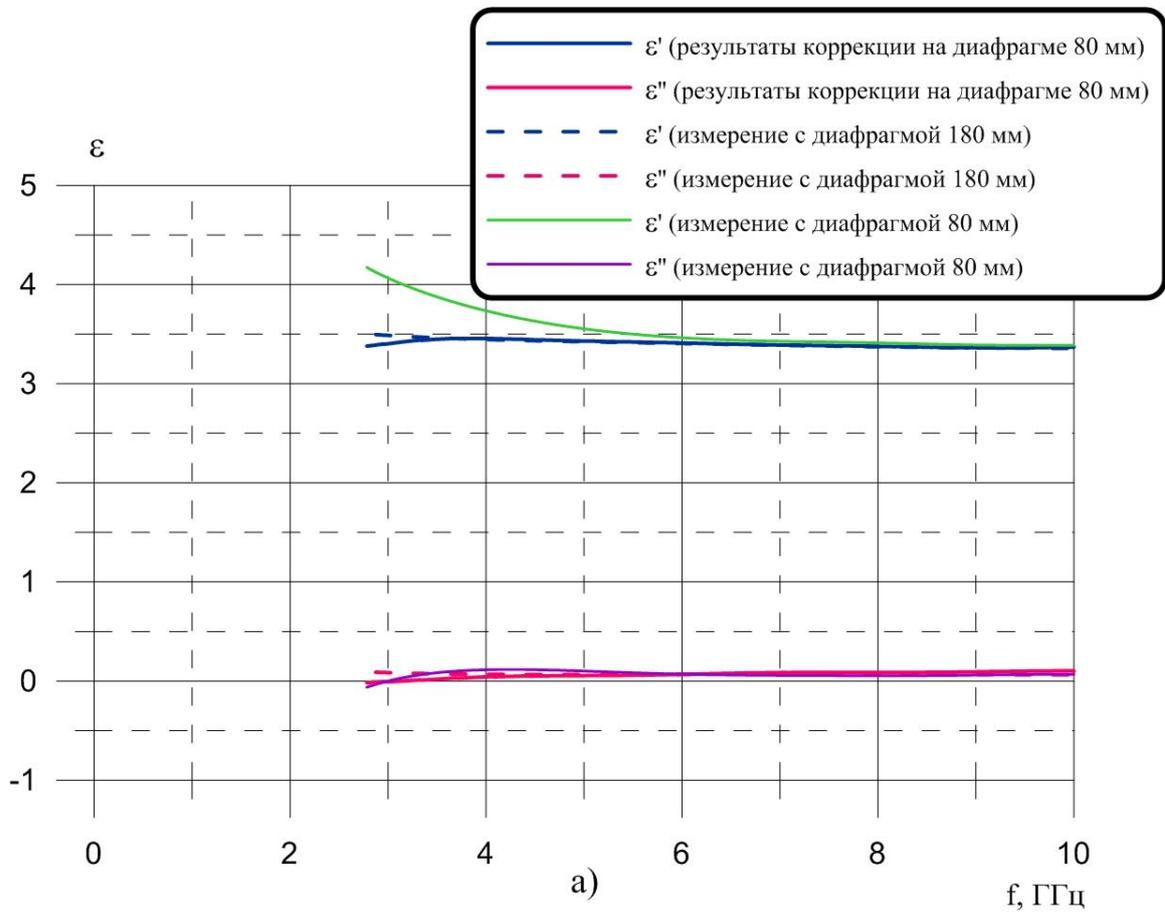


Рис. 10. Частотная зависимость диэлектрической и магнитной проницаемости образца №8 до и после проведения коррекции

На графиках, приведенных на рис. 3-10 (зеленые и фиолетовые кривые), наблюдается характерный загиб кривых частотных зависимостей диэлектрической и магнитной проницаемости в окрестности 3-5 ГГц. Такой загиб является ошибкой измерений и обусловлен тем, что при измерениях с использованием диафрагмы диаметром 80 мм распределение поля в апертуре диафрагмы не соответствует плоской волне. При этом относительные погрешности измерений материальных параметров  $\Delta\varepsilon/\varepsilon$  и  $\Delta\mu/\mu$  достигают значений порядка 30% на частоте 3 ГГц.

Проводимая коррекция результатов измерений позволяет в преобладающем большинстве случаев исключить загиб кривых. На рис. 3-10 видно, что частотные зависимости после коррекции (сплошные линии синего и красного цвета) и частотные зависимости, полученные при измерениях с использованием диафрагмы 180 мм (пунктирные линии синего и красного цвета), практически совпадают. Анализируя результаты проведенных измерений для большой выборки образцов с различными вариациями значений диэлектрической и магнитной проницаемости можно заключить, что данный алгоритм коррекции позволяет уменьшить относительную погрешность измерений материальных параметров до величин в пределах 10%.

## 6. Заключение

В статье предложена методика коррекции результатов измерений  $S$ -параметров, которая проводится при определении диэлектрической и магнитной проницаемости образцов материалов на частотах выше 3 ГГц. Измерения параметров образцов материалов осуществлялись в свободном пространстве с использованием диафрагмы 80 мм, что составляло менее одной длины волны падающего электромагнитного излучения для нижней границы указанного диапазона частот. Предложен алгоритм коррекции коэффициента отражения (параметра  $S_{11}$ ) и коэффициента прохождения (параметра  $S_{21}$ ) образца, построенный на представлении измерительного комплекса в виде эквивалентной длинной линии. Разработанная ранее и описанная в [2] методика

предполагает измерение материальных параметров листовых образцов с допустимым разбросом по толщине не более 10%. В связи с этим предложенный алгоритм коррекции допускает уменьшение габаритных размеров образцов в два раза, что значительно упрощает технологический процесс изготовления плоских листовых образцов однородных по толщине.

Коррекция результатов измерений  $S$ -параметров позволяет минимизировать ошибки при определении материальных параметров  $\varepsilon$  и  $\mu$  образцов материалов на частотах 3-6 ГГц. Это обеспечивает высокую достоверность расчетных оценок при проектировании многослойных радиопоглощающих покрытий.

В перспективе планируется доработка и усовершенствование данного алгоритма с целью проведения коррекции материальных параметров образцов в области более низких частот (до 1 ГГц) для образцов с размерами не более 200×200 мм.

### Литература

1. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М. Изд-во АН СССР. 1957. 502 С.
2. Семененко В.Н., Чистяев В.А. Сверхширокополосная методика измерения электрофизических параметров листовых материалов в свободном пространстве // Материалы 20-й Международной крымской конференции «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии», Сентябрь, 2010, Севастополь, Украина, с. 1091-1092.
3. Семененко В.Н., Чистяев В.А. Подавление эффекта Гиббса при цифровой обработке сигналов для повышения точности измерений параметров материалов // Пятнадцатая ежегодная научная конференция ИТПЭ РАН: Москва, 12-15 мая 2014 г.: Сборник тезисов докладов. М: ИТПЭ РАН, 2014, с. 34-35.
4. Бодров В.В., Сурков В.И. Математическое моделирование устройств СВЧ и антенн. – Москва, издательство МЭИ, 1994 г. – 96 с.

**Ссылка на статью:**

К.М. Басков, А.А. Политико, В.Н. Семенов, В.А. Чистяев. Коррекция  $S$ -параметров при измерении материальных параметров магнитоэлектрических композитов в свободном пространстве с применением диафрагмы. Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2017. №5. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/may17/7/text.pdf>