

**КАЗАНСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ**  
**ИНСТИТУТ ФИЗИКИ**  
*Кафедра физики твердого тела*

**В.В. ПАРФЕНОВ, Н.В. БОЛТАКОВА**

**ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ФЕРРИТОВ**

**Методическое пособие к лабораторным работам**

**Казань – 2018**

**УДК 537**  
**ББК 22.33**

*Принято на заседании кафедры физики твердого тела  
Протокол № 2 от 09 октября 2018 г.*

**Рецензент:**

кандидат физико-математических наук,  
доцент кафедры теоретической физики КФУ **Р.Г. Деминов**

**Парфенов В.В., Болтакова Н.В.**

**Электрические свойства ферритов:** Методическое пособие /  
В. В. Парфенов, Н. В. Болтакова. – Казань: Казан. ун-т, 2018. – 18 с.

Методическая разработка предназначена для студентов, обучающихся по направлению бакалавриата 03.03.02 «Физика» при выполнении лабораторных работ по дисциплине «Магнитные материалы».

Пособие не освобождает и не ограничивает студента от обращения к другим источникам информации, в том числе рекомендованным в данном пособии, необходимым для выполнения заданий, поскольку не охватывает материал, вынесенный на самостоятельное изучение студентом.

© Казанский университет, 2018

© Парфенов В. В., 2018

© Болтакова Н. В., 2018

Данная работа входит в блок лабораторных работ по дисциплине «Магнитные материалы». Предварительно проводится ознакомление с теоретическим материалом, затем необходимо согласно описанию подготовить установку, которая будет использоваться для проведения исследований свойств заданных материалов. В рамках этой работы изучаются частотные и температурные зависимости электрических свойств ферритов.

## **ВВЕДЕНИЕ**

Магнитные материалы получают всё более и более широкое применение в технике [1]. Ферромагнетики являются основой современных устройств, например:

- генераторов и электромоторов,
- трансформаторов в весьма широком диапазоне частот,
- многих типов репродукторов и телефонов,
- приборов, служащих для целей автоматизации,
- счётных и запоминающих машин,
- электромагнитов и дросселей,
- постоянных магнитов.

Для каждого из перечисленных приборов и машин требуются специальные ферромагнитные материалы со специфическими магнитными, а часто, и электрическими характеристиками [1].

К магнитным материалам, используемым в динамическом режиме на высоких и сверхвысоких частотах, предъявляются иные требования, чем к магнетикам, находящимся в постоянных и низкочастотных (не более 100 Гц) полях. Магнитные материалы, находящиеся в высокочастотных цепях, должны обладать большим омическим сопротивлением, чтобы потери на токи Фуко отсутствовали, и большой скоростью установления намагниченности.

К таким материалам относятся сложные оксидные магнетики, которые получили широкое применение в современной сверхвысокочастотной технике. По природе магнитного упорядочения эти вещества чаще всего являются ферримагнетиками или антиферромагнетиками. К ним в первую очередь относятся ферриты.

## ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ФЕРРИТОВ

Практическое применение оксидных ферримагнетиков – ферритов требует знания не только их магнитных, но и электрических свойств, а также знания зависимости этих свойств от технологических условий приготовления образца. Среди всех электрофизических параметров ферритов наиболее важным является электропроводность, т.к. от величины электропроводности зависят диэлектрические потери и добротность устройств, в которых используются ферриты. Изучение зависимости электропроводности ферритов от температуры и частоты внешнего электромагнитного поля необходимо для оценки стабильности работы изделий из ферритов при изменении внешних условий.

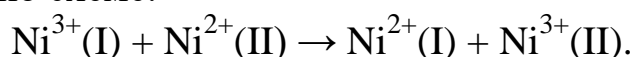
По величине электропроводности  $\sigma$  ферриты относятся к классу полупроводников ( $10^{-12} \leq \sigma \leq 10^{-1}$  (Ом·см)<sup>-1</sup>), но кинетические явления: механизм электропроводности, эффект Холла, термоэдс и термомагнитные эффекты в таких магнитно-упорядоченных полупроводниках значительно отличаются от кинетических явлений в немагнитных соединениях. Это связано с тем, что в магнитных полупроводниках существуют две взаимодействующие подсистемы: подсистема носителей тока и подсистема магнитных моментов. Это приводит к сильной зависимости электрических свойств ферритов от их магнитного состояния (намагниченности).

Вторым важным для понимания электрических свойств ферритов моментом является малая подвижность носителей заряда – электронов или дырок в них. При подвижности  $\mu < 10^{-1}$  см<sup>2</sup>·В/с зонную теорию проводимости, пригодную для описания электронных свойств «классических» полупроводников (таких, как Ge, Si и др.), применять нельзя. Длина свободного пробега электрона, имеющего такую малую подвижность, становится меньше постоянной кристаллической решетки, что бессмысленно с физической точки зрения.

В-третьих, проводимость ферритов практически всегда имеет примесный характер и обусловлена появлением в них так называемых «ионов с измененной валентностью». Собственная проводимость ферритов чрезвычайно мала из-за большой ширины запрещенной зоны, составляющей, по разным оценкам, от 3 до 6 эВ.

Появление ионов «с измененной валентностью» в ферритах и родственных им магнитных окислах можно продемонстрировать на простой модельной системе – кристалле окиси никеля NiO с примесью лития Li. Чистые кристаллы NiO практически не проводят электрический ток,

т.е. являются хорошими диэлектриками, но при введении в окись никеля небольшого количества ионов лития в кристаллах наблюдается дырочная электропроводность, на три порядка бóльшая, чем в чистой окиси никеля. Установлено, что введение  $x$  ионов  $\text{Li}^{1+}$  в  $\text{Ni}^{2+}\text{O}^{2-}$  приводит к появлению в кристалле такого же количества ионов трехвалентного никеля, т.е. химическую формулу вещества с учетом валентностей кристаллообразующих ионов можно записать в виде  $\text{Ni}_{1-x}^{2+}\text{Ni}_x^{3+}\text{Li}_x^{1+}\text{O}^{2-}$ . Перенос заряда в таких кристаллах будет осуществляться дырками, переходящими с одного иона  $\text{Ni}$  на другой по схеме:



Введение в ферриты четырехвалентных катионов ( $\text{Ti}$ ,  $\text{Ge}$  и др.) приводит к появлению в них ионов двухвалентного железа. Электропроводность в таких ферритах будет обусловлена переносом электронов между ионами  $\text{Fe}^{2+}$  и  $\text{Fe}^{3+}$ , находящимися в эквивалентных кристаллографических позициях. К появлению ионов двухвалентного железа в ферритах приводит и отклонение состава образца от стехиометрического. Это отклонение может быть вызвано, например, отличным от 50 мол. % содержанием окиси железа в исходной шихте – сырье для синтеза феррита, или же образованием вакансий в анионной подрешетке в результате испарения кислорода в процессе синтеза образца.

В кристаллах, связь в которых носит преимущественно ионный характер (а именно к таким относятся ферриты), возможно явление автолокализации электронов проводимости. Поясним это на следующем примере. Поместим в середину элементарной ячейки кристалла свободный электрон. Тогда первоначально симметричная ячейка изменит свою геометрию (рис. 1). Вследствие кулоновского взаимодействия с электроном анионы сместятся по направлениям от него, а катионы – к нему.

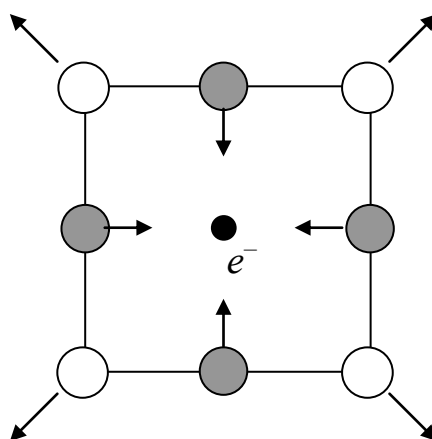


Рис. 1. Схематическое представление явления автолокализации электронов

Рельеф потенциальной энергии кристалла вследствие такого смещения ионов исказится – образуется потенциальная «яма», а электрон окажется захваченным внутри им же самой созданной потенциальной ямы. Такой электрон, окруженный смещенными ионами («облаком поляризации», «фононной шубой»), называется *поляроном*. Эффективная масса полярона на два-три порядка должна превышать массу свободного электрона, что и приводит к малой подвижности носителей заряда в ионных кристаллах.

Здесь, правда, надо отметить, что ряд экспериментальных фактов свидетельствует о том, что эффективная масса носителей заряда в ферритах имеет меньшую величину, чем это следует из теории поляронов. Эти факты, а также сильную зависимость электрических свойств ферритов от степени магнитного порядка в них, в некоторой степени можно объяснить, привлекая понятие о *магнитных поляронах*.

Согласно теории магнитных поляронов движение электронов в ферритах сопровождается не электрической, а магнитной поляризацией среды, обусловленной взаимодействием магнитного момента электрона проводимости с магнитными моментами ионов решетки. Искажение магнитного порядка в магнитном полупроводнике при движении в нем электрона можно проиллюстрировать с помощью т.н. модели Хаббарда (рис. 2) [2].

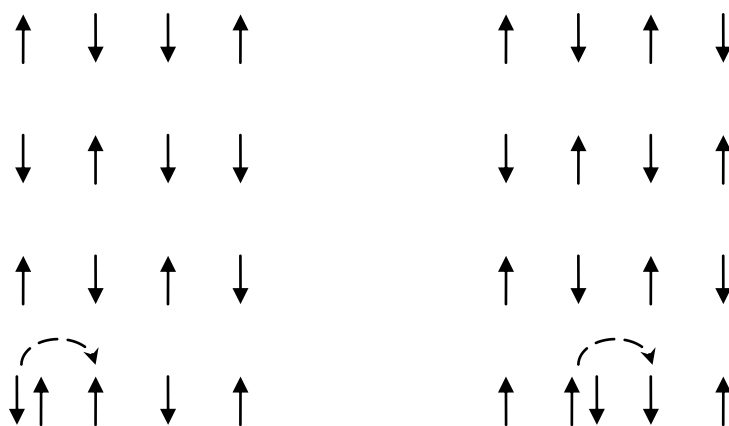


Рис. 2. Иллюстрация движения электрона в антиферромагнитной матрице

Пусть электрон проводимости находится в решетке антиферромагнитно-упорядоченного кристалла. Допустим, вначале электрон локализуется у узла с координатами (0, 0). Затем из данного узла к атому, расположенному в узле (1, 0), переходит электрон, спин которого противоположен спину атома (1, 0). Тогда атом в узле (0, 0) останется со спином (магнитным моментом), противоположным спину всей подрешетки. При дальнейшем переходе электрона на атом (2, 0) окажется перевернутым спин

атома (1, 0) и т.д. Двигаясь по кристаллу, электрон оставляет за собой цепочку перевернутых спинов. Каждый такой переворот увеличивает энергию магнитной подрешетки:

- первый – на  $(z-1)JS$ ,
- каждый последующий – на  $(z-2)JS$ ,

где  $z$  – число ближайших соседей (в рассмотренном случае  $z = 4$ ),

$J$  – обменный интеграл,

$S$  – спин атома.

Это равносильно появлению в кристалле упругой силы, стремящейся вернуть электрон в исходный узел, т.е. локализовать его на узле (0, 0). Не трудно убедиться, что при обратном движении электрона перевернутые спины исчезают, а энергия кристалла снова уменьшается. Такое взаимодействие электрона проводимости с магнитными моментами атомов решетки приводит, как и в случае поляронной модели, к автолокализации электрона, росту его эффективной массы и уменьшению подвижности.

Как в теории поляронов, так и в рассмотренной выше модели Хаббарда, для освобождения электрона (из созданной им же самой потенциальной ямы) требуется энергия, и подвижность таких «квазисвободных» носителей заряда должна увеличиваться с ростом температуры образца  $T$ . Так, подвижность поляронов может быть записана в виде:

$$\mu = \frac{A}{T \exp\left(\frac{E_p}{kT}\right)}, \quad (1)$$

где  $A$  – константа, зависящая от геометрии и параметров кристаллической решетки [3, 4],

$E_p$  – энергия активации подвижности

$$E_p(T) = \frac{2T}{T_0} E' \tanh\left(\frac{2T}{T_0}\right), \quad (2)$$

$$T_0 = \frac{\hbar\omega_p}{2k}, \quad (3)$$

$\hbar$  – постоянная Планка,

$\omega_p$  – средняя частота оптических фононов в кристалле,

$k$  – постоянная Больцмана,

$$E' = \frac{\hbar\omega_p}{2} \Phi_0, \quad (4)$$

$$\Phi_0 = \sum X_i^2 [1 - \cos(f_i r_i)], \quad (5)$$

$X_i$  – параметр деформации решетки электроном,

$f_i$  – волновой вектор фонона с частотой  $\omega_i$ ,

$r_i$  – радиус-вектор в направлении ближайших соседних атомов.

Как видно из (1), подвижность поляронов будет зависеть от температуры по экспоненциальному (активационному) закону. Электропроводность также будет расти с температурой экспоненциально:

$$\sigma = en\mu, \quad (6)$$

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{\exp\left(\frac{E_A}{kT}\right)}, \quad (7)$$

где  $E_A$  – энергия активации проводимости – фактически равна энергии активации подвижности  $E_p$ .

Вышесказанное будет справедливым для монокристаллических образцов ферритов. Большинство же используемых в настоящее время в технике ферритов – поликристаллы, полученные по так называемой «керамической» технологии – спеканием при высокой температуре прессованных порошков. С точки зрения электрических свойств такие ферриты можно представить в виде неоднородной проводящей среды, состоящей из зерен с высокой электропроводностью, разделенных относительно высокоомными прослойками. На границе зерен и прослоек возникает потенциальный барьер  $\varphi$ , который приходится преодолевать электрону при движении по поликристаллическому ферриту, вследствие чего энергия активации проводимости еще больше увеличивается:

$$E_A = E_p + \varphi. \quad (8)$$

Типичные значения энергии активации проводимости для поликристаллических ферритов лежат в интервале от нескольких сотых до нескольких десятых долей электронвольта. Если же измерения температурной зависимости электропроводности поликристаллических ферритов проводить в переменном электрическом поле, то значения электропроводности и величина  $E_A$  будут зависеть также и от частоты поля  $\omega$ . Для объяснения этого факта удобно воспользоваться моделью Купса, согласно которой структурный элемент поликристалла, состоящий из зерна собственно феррита размером  $d_1$  с удельным сопротивлением  $\rho_1$  и диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_1$  и межзеренной прослойки с параметрами  $d_2$ ,  $\rho_2$  ( $\rho_1 < \rho_2$ ) и  $\varepsilon_2$ , заменяется эквивалентной схемой из двух последовательно включенных конденсаторов  $C_1$  и  $C_2$  и параллельно включенных им сопро-



тивлений  $R_1$  и  $R_2$  [4]. Эффективное значение электропроводности такой системы будет определяться соотношением

$$\sigma_{\text{эфф}} = \sigma_{\infty} + \frac{\sigma_0 - \sigma_{\infty}}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (9)$$

где  $\sigma_0$ ,  $\sigma_{\infty}$  – электропроводность поликристалла при  $\omega \rightarrow 0$  и  $\omega \rightarrow \infty$  соответственно, причем  $\sigma_{\infty}$  соответствует электропроводности зерен, а  $\sigma_0$  – статической электропроводности поликристалла. Время релаксации  $\tau$  описывается следующим соотношением:

$$\tau = \frac{C_1 + C_2}{(1/R_1) + (1/R_2)} + \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{\varepsilon_1 + (\varepsilon_2/x)}{\sigma_1 + (\sigma_2/x)}, \quad (10)$$

где  $x = d_2/d_1$  [4]. Оно ( $\tau$ ) зависит от параметров модели и возрастает с убыванием проводимости зерен и с уменьшением толщины межзеренных прослоек.

Зависимость  $\sigma(\omega)$  типа (9) схематически показана на рисунке 3.

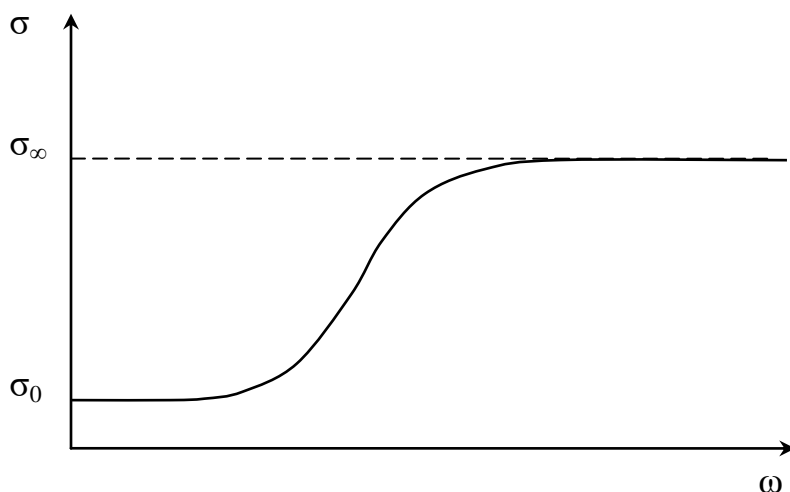


Рис. 3. Примерный вид частотной зависимости электропроводности поликристаллического феррита

Из вышесказанного следует, что при измерениях температурной зависимости электропроводности поликристалла на высоких частотах, когда его электропроводность стремится к таковой для монокристалла, энергия активации электропроводности будет представлять энергию активации подвижности  $E_p$ , а на низких частотах – описываться формулой (8).

## КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что такое спин?
2. Объясните, что такое магнитный момент?
3. Назовите основные типы магнетиков.
4. Какие элементы могут обладать ферромагнетизмом?
5. Что представляет собой доменная структура?
6. Какие требования предъявляются к магнитным материалам, находящимся в динамическом режиме?
7. Что такое полярон?
8. Как будет выглядеть химическая формула (с учетом валентностей катионов) феррита никеля  $\text{NiFe}_2\text{O}_4$ , допированного ионами титана в количестве 0,05 на формульную единицу?
9. Как будет выглядеть химическая формула (с учетом валентностей катионов) феррита никеля с недостатком (дефицитом) кислорода  $\text{NiFe}_2\text{O}_{3,95}$ ?
10. Проводимости зерен или межзеренных прослоек будет отвечать низкочастотная проводимость поликристаллических ферритов?
11. Как можно оценить высоту потенциального барьера зерно-прослойка?

## ВЫПОЛНЕНИЕ ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЫ

В этом эксперименте измеряется электросопротивление  $R$  поликристаллического феррита. Измерения проводятся в переменном электрическом поле, частоту  $f$  которого можно изменять. Нагрев образца осуществляется с помощью печки, охлаждение до температур  $T$  ниже комнатной – парами азота из сосуда Дьюара, заполненного жидким азотом.

Цель эксперимента – изучение электрических свойств ферритов.

Задачи:

- получение зависимости электрического сопротивления образца от частоты переменного электрического поля;
- получение зависимости электрического сопротивления образца от его температуры.

### Описание установки

Внешний вид установки для измерения зависимостей электросопротивления ферритов от частоты внешнего поля и температуры приведен на рисунке 4.

Образец находится в термокамере (1), где реализуется охлаждение (при наличии в сосуде Дьюара жидкого азота) либо нагрев образца.

Измерения сопротивления на частотах 25 Гц – 1 МГц выполняются на приборе «Измеритель иммитанса Е7-20» (2).

Температура измеряется термопарой, размещенной внутри термокамеры, и регистрируется цифровым вольтметром (3). Напряжение питания печки или испарителя жидкого азота подается от ЛАТРа – лабораторного автотрансформатора (4). На самой термокамере смонтирован переключатель, для коммутирования напряжения ЛАТРа. **При выполнении лабораторной работы нормальным положением переключателя является положение «Г».**

Второй переключатель смонтирован на держателе образца. **Нормальным положением переключателя при проведении измерений является положение «Р» – разомкнут.** Положение «З» – замкнут используется для калибровки прибора Е7-20 в режиме «короткого замыкания».



Рис.4. Лабораторная установка для изучения электрических свойств ферритов

## Порядок выполнения работы

Для выполнения работы следуйте нижеприведенному порядку действий.

1. Подключите к электросети цифровой вольтметр и измеритель иммитанса. Включите приборы и дайте им прогреться в течение 10 минут. Кнопка включения прибора E7-20 расположена на задней панели прибора.

2. Откалибруйте прибор E7-20 в режиме короткого замыкания. Для этого поставьте переключатель на держателе образца в положение «З» – замкнут, нажмите кнопку «R» на панели управления прибором и дважды нажмите кнопку «>0<» (рис. 5). При этом на табло в верхней строке слева появится надпись «>0< КЗ», означающая, что прибор находится в режиме короткого замыкания.

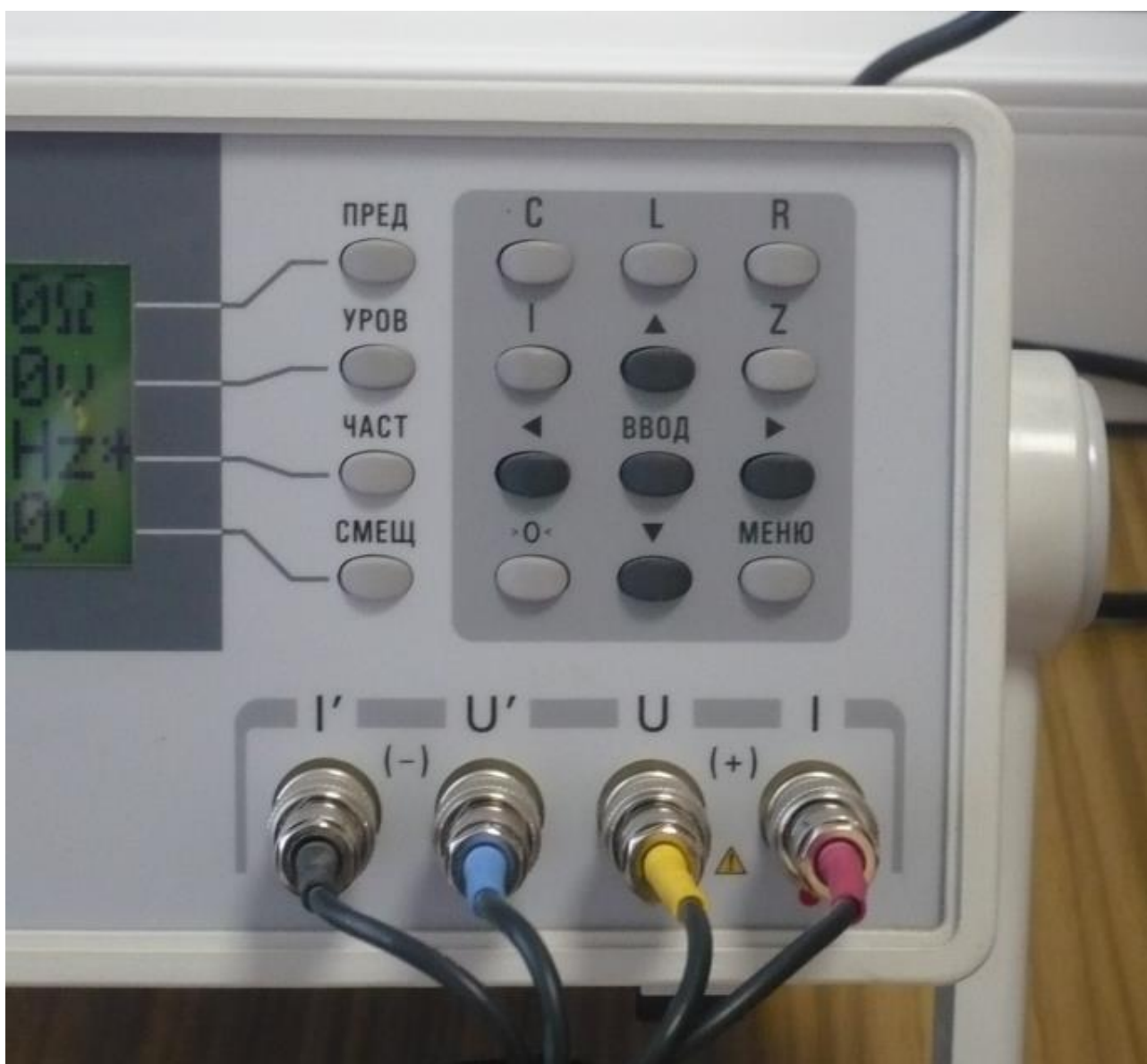


Рис. 5. Расположение органов управления на передней панели прибора E7-20

Нажмите кнопку «Ввод». После этого прибор начнет калибровку по всему частотному диапазону. Программа калибровки построена таким образом, что процесс начинается с 1 кГц, доходит с нарастающим шагом до 1 МГц, затем производится калибровка на нижних частотах – от 25 Гц до 1 кГц. В процессе калибровки на табло в строке индикации частот (третья строка в правой части экрана) будут изменяться значения частоты. Когда весь диапазон частот в указанной последовательности будет пройден, надпись «>0< КЗ» исчезнет, показания индикации во второй и третьей строках слева начнут мигать. Калибровка «короткого замыкания» закончена. Прибор готов к измерениям.

3. Измерьте частотную зависимость электросопротивления поликристаллического феррита при комнатной температуре. Для этого поставьте переключатель на держателе образца в положение «Р» – разомкнут. На панели управления прибора Е7-20 кнопкой «◀» (рис.6) установите значение частоты 25 Гц. Увеличивайте значения рабочей частоты кнопкой «▶», записывая значения частоты и сопротивления.

*Примечание.* Показания прибора Е7-20 на частотах 50 Гц (частота сети) и 100 Гц (вторая гармоника сетевой частоты) могут оказаться неустойчивыми. При измерениях эти частоты можно пропустить.

4. Увеличьте температуру образца. Для этого включите питание печи – воткните в розетку вилку ЛАТРа, а на самом ЛАТРе установите напряжение 60–80 В.

5. Дождитесь, когда температура печи перестанет изменяться, и повторите измерения по п. 3.

6. Повторите измерения по п. 5 еще 2–3 раза, увеличивая напряжение питания печи.

*Примечание.* При проведении измерений по п. 4 можно не дожидаться полной стабилизации температуры. Достаточно, чтобы за время измерения частотной зависимости температура изменялась не более, чем на 1–2 °С.

8. Приведите установку к первоначальному состоянию. Для этого произведите следующие действия.

Уменьшите на ЛАТРе напряжение до 0 В, выключите его из розетки.

Выключите измеритель иммитанса Е7-20 нажатием кнопки включения на задней панели прибора, затем отключите его от питания электросети.

Выключите вольтметр MOBILE-CASSY 2 из розетки.

## Обработка результатов

1. Постройте графики зависимостей  $R(f)$  при различных температурах образца. Для оси частот рекомендуется выбрать логарифмический масштаб.

2. Для трех частот (из начала, середины и конца частотного диапазона) постройте графики зависимостей  $\ln R$  от  $(1/T)$ . По графикам определите энергию активации электропроводности при разных частотах внешнего поля. Оцените величину потенциального барьера  $\varphi$  на границе «зерно-прослойка» по формуле

$$\varphi = E_A^{\min} - E_A^{\max},$$

где  $E_A^{\min}$ ,  $E_A^{\max}$  – энергии активации при минимальной и максимальной частоте измерений, соответственно.

## Содержание отчета

Отчет по работе сдается преподавателю только в распечатанном виде. Отчет должен предваряться названием работы, сведениями о выполнившем ее студенте (ФИО, группа) и содержать следующую информацию:

- 1) экспериментальные данные – таблица значений всех измеренных величин;
- 2) анализ экспериментальных данных - графики  $R(f)$ ,  $\ln R (1/T)$ ;
- 3) результаты и выводы.

Следует проанализировать полученные результаты, основываясь на теоретических знаниях, освоенных перед выполнением лабораторной работы. Привести значения измеряемых величин, взятые из справочных изданий.

## СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Боровик Е. С., Еременко В. В., Мильнер А. С. Лекции по магнетизму [Электронный ресурс]: учебное пособие. М.: Физматлит, 2005. 512 с. URL: <https://e.lanbook.com/book/2118> дата обращения: 9.07.2018).
2. Энциклопедия физики и техники [Электронный ресурс]. URL: <http://femto.com.ua> (дата обращения: 9.07.2018).
3. Паршин Д. А., Зегря Г. Г. Курс общей физики Д. А. Паршина: Магнитостатика. Сверхпроводимость [Электронный ресурс] / Учебно-методический центр КЭФ СПбПУ. URL: <http://lms.physics.spbstu.ru/course/view.php?id=20> (дата обращения: 9.07.2018).
4. Крупичка С. Физика ферритов и родственных им магнитных окислов: перевод с немецкого. В 2-х томах. Т. 2 / Под ред. А. С. Пахомова. М.: Мир, 1976. 504 с.
5. Байков Ю. А., Кузнецов В. М. Физика конденсированного состояния [Электронный ресурс]: учебное пособие. М.: Издательство «Лаборатория знаний», 2015. 296 с. URL: <https://e.lanbook.com/book/70766> (дата обращения: 9.07.2018).
6. Белов К. П. Эффекты парапроцесса в ферромагнетиках и антиферромагнетиках [Электронный ресурс]: учебное пособие. М.: Физматлит, 2001. 78 с. URL: <https://e.lanbook.com/book/48210> (дата обращения: 9.07.2018).
7. Епифанов Г. И. Физика твердого тела [Электронный ресурс]: учебное пособие. Санкт-Петербург: Лань, 2011. 288 с. Режим доступа: <https://e.lanbook.com/book/2023> (дата обращения: 9.07.2018).
8. Физика магнетиков: практикум по физике твердого тела / Сост. В. В. Парфенов, В. А. Чистяков Казань, 1996. – 50с.
9. Мотт Н. Ф. и др. Электронные процессы в некристаллических веществах: перевод с английского. Т. 1: Издание 2-е, переработанное и дополненное / Под ред. Коломиец Б. Т. – Москва: Мир, 1982 – 368с.



## **СОДЕРЖАНИЕ**

|                                       |    |
|---------------------------------------|----|
| ВВЕДЕНИЕ .....                        | 3  |
| ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ФЕРРИТОВ ..... | 4  |
| КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ.....              | 10 |
| ВЫПОЛНЕНИЕ ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЫ.....   | 11 |
| Описание установки .....              | 11 |
| Порядок выполнения работы .....       | 13 |
| Обработка результатов.....            | 15 |
| Содержание отчета.....                | 15 |
| СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ ..... | 16 |

*Учебное издание*

**Парфенов Виктор Всеволодович,  
Болтакова Наталья Викторовна**

**ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ФЕРРИТОВ**

**Методическое пособие к лабораторным работам**

## Рецензия

на методическое пособие «Электрические свойства ферритов»,  
для студентов, обучающихся по направлению бакалавриата 03.03.02 «Физика»,  
авторы профессор В.В. Парфенов, доцент Н.В. Болтакова,  
Казань: КФУ, 2018 г. – 18 с.

В последнее время в образовательных программах инженерно-технических направлений вузов всё больший упор делается на дисциплины, дающие основы практически применимых знаний. В этих условиях лабораторные занятия способствуют не только закреплению теоретических знаний, а еще и активизируют способность применять их на практике, формируют навыки работы с оборудованием.

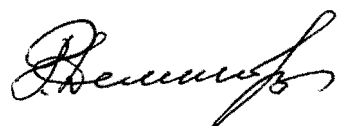
Рецензируемое методическое пособие написано в соответствии с новыми требованиями, предъявляемыми к уровню знаний академического бакалавра.

Данное методическое пособие характеризуется сочетанием простоты и четкости изложения с выборочным содержанием материала курса физики магнитных материалов. Этому во многом способствует достаточно стройная и логичная структура пособия. В методическом пособии последовательно на современном научном и методическом уровне раскрывается такая важная тема, как электрические свойства магнитных полупроводников, взаимосвязь электрических и магнитных свойств, модельные представления о явлениях переноса в условиях сильной локализации носителей заряда. В оглавлении пособия присутствуют четко выраженные подразделения: теоретические основы, описание установки и интерфейса программного обеспечения, методические указания по выполнению работы и формированию отчета, рекомендуемая литература.

Методическое пособие свидетельствует, что авторы стремились к четкому и ясному изложению материала, использованию рисунков и графиков. В пособии содержатся вопросы для самопроверки. Все это позволяет активизировать учебный процесс, способствует лучшему усвоению студентами данной темы курса физики магнитных материалов.

В целом следует отметить, что рецензируемое методическое пособие соответствует предъявляемым требованиям и его издание представляется своевременным и необходимым.

Доцент каф. теоретической физики,  
к.ф.-м.н.



Деминов Р.Г.