Доклады Академии наук СССР
1955. Том 102, № 4

ТЕХНИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

М. Н. ГРИГОРЬЕВ и И. М. КИРКО

МОДЕЛИРОВАНИЕ НАМАГНИЧИВАНИЯ ФЕРРОДИЭЛЕКТРИКОВ

(Представлено академиком М. А. Леонтовичем 4 XI 1954)

Ферродиэлектрики представляют собой совокупность мелких ферромагнитных частиц, запрессованных в изолирующее вещество. Вопросы их намагничивания рассматривали Оллендорф (1), Е. И. Кондорский (2), Б. М. Фрадкин (3) и др. По рекомендации К. М. Поливанова авторы проверили исследование эффективной магнитной проницаемости моделей, представляющих тороидальные формы, заполненные ферромагнитными шарами в изолирующей среде (кварцевый песок). На формы наматывались две обмотки для измерений баллистическим методом в постоянном поле. В переменном поле проводились измерения L и R обмотки при помощи мостика Максвелла в диапазоне звуковых частот. Концентрация ферромагнитного вещества в тороидах v менялась в пределах от максимальной возможной в данных условиях величины 0,555 до 0,137 при семи различных значениях в каждой из 4 моделей. Материал шаров — сталь ШХ-15; удельное сопротивление ρ; начальная магнитная проницаемость в постоянном и переменном полях измерялась на тороидах, специально выточенных из шаров электроискровой обработкой. Были использованы шары диаметром 1 и $^1/_2{}''$, имевшие четыре различных значения магнитной проницаемости, что достигалось путем повторного проведения экспериментов с шарами в отожженном состоянии.

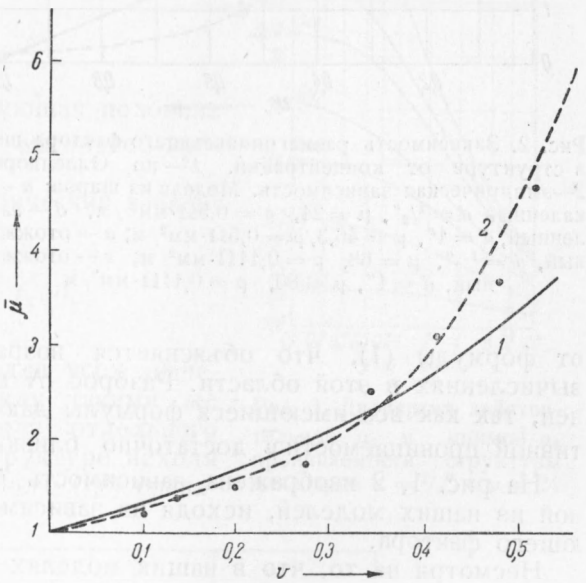


Рис. 1. *1* — зависимость эффективной проницаемости модели из шаров с проницаемостью $\mu = 24$ от концентрации, вычисления по Оллендорфу; *2* — та же зависимость по эмпирической формуле (1). Точки — экспериментальные значения

На рис. 1 изображена зависимость эффективной проницаемости материала от концентрации для одной из 4 моделей в постоянном поле.

Несмотря на случайный характер распределения шаров в модели, у экспериментальных кривых не нарушается плавность хода, что до-

казывает слабое влияние распределения на эффективную проницаемость $\bar{\mu}$. Это также было проверено повторными перекладками шаров и изменениями некоторых точек.

Если через N обозначить средний размагничивающий фактор шара, окруженного ему подобными шарами, то магнитная восприимчивость «материала», состоящего из совокупности таких шаров $\bar{\varkappa}$, зависит от восприимчивости вещества шаров $\varkappa$ по известной формуле $\bar{\varkappa} = \frac{\varkappa v}{1 + N\varkappa}$, причем Оллендорф ([1]) считает, что $N = \frac{4\pi}{3}(1 - v)$, т. е. что N линейно зависит от v.

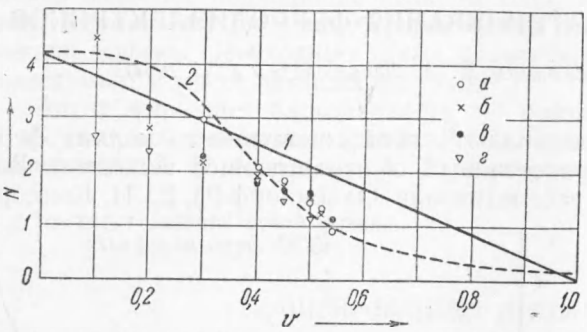


Рис. 2. Зависимость размагничивающего фактора шара в структуре от концентрации. *1* — по Оллендорфу; *2*—эмпирическая зависимость. Модели из шаров: *а*—закаленный $d = {}^1/_2''$, $\mu = 24$, $\rho = 0{,}5\Omega \cdot мм^2/м$; *б* — закаленный, $d = 1''$, $\mu = 46{,}3$, $\rho = 0{,}5\Omega \cdot мм^2/м$; *в* — отожженный, $d = {}^1/_2''$, $\mu = 68$, $\rho = 0{,}11\Omega \cdot мм^2/м$; *г* — отожженный, $d = 1''$, $\mu = 80$, $\rho = 0{,}11\Omega \cdot мм^2/м$

Экспериментальные значения размагничивающего фактора шара в структуре дают общую для всех моделей нелинейную зависимость от концентрации. Эти результаты хорошо описываются эмпирической формулой

$$N = \frac{4\pi}{3}(1 + 39v^4)^{-1} \qquad (1)$$

(см. рис. 2).

Экспериментальные значения N в области $v < {}^1/_3$ дают значительный разброс значений от формулы (1), что объясняется возрастанием погрешности при вычислениях в этой области. Разброс N в этой области несущественен, так как все имеющиеся формулы дают при вычислениях эффективной проницаемости $\bar{\mu}$ достаточно близкие результаты.

На рис. 1, 2 изображена зависимость $\bar{\mu}$ от v, вычисленная для одной из наших моделей, исходя из зависимости (1) для размагничивающего фактора.

Несмотря на то, что в наших моделях роль шариков, лежащих на поверхности модели, велика и формула (1), повидимому, дает завышенные значения размагничивающего фактора по сравнению с бесконечным конгломератом из шариков, значения $\bar{\mu}$, вычисленные на основании исследования моделей, лежат выше значений, вычисленных по Оллендорфу. Эти соображения подтверждаются исследованиями Е. И. Кондорского.

Таким образом, размагничивающий фактор шаров в ферродиэлектрике зависит только от одного определяющего критерия подобия v и не зависит от магнитной проницаемости вещества шаров μ.

На рис. 3 изображены зависимости действительной $\bar{\mu}_1$ и мнимой $\bar{\mu}_2$ — составляющих эффективной проницаемости $\bar{\mu}$ структуры от частоты для различных концентраций у одной из моделей.

Дисперсия магнитной проницаемости веществ у шаров данных моделей в звуковом диапазоне частот практически на заметна и может быть принятой равной проницаемости в постоянном поле. Сравнение значений $\bar{\mu}_1$ на рис. 3 со значениями $\bar{\mu}$ в постоянном поле показывает, что $\lim\limits_{f \to 0} \bar{\mu}_1 = \bar{\mu}$.

Назовем эффективной проницаемостью шара в структуре $\mu_ш$ величину, определяемую из равенства

$$\bar{\mu}H = (1 - v)H + v\mu_ш H. \qquad (2)$$

Тогда действительная и мнимая составляющие проницаемости шара определяются формулами

$$\mu_{ш_1} = \frac{\mu_1 - 1 + v}{v} \text{ (а)}; \quad \mu_{ш_2} = \frac{\mu_2}{v} \text{ (б)}. \qquad (3)$$

Отношение этих выражений к соответствующим значениям проницаемости шара в структуре для постоянного поля $\mu_{ш0}$, определяемым также по формуле (3а), является удобным неопределяющим критерием подобия для обобщения результатов этих экспериментов ([4]). Для обобщения экспериментов по намагничиванию ферромагнитных тел в переменных полях применяется в общем случае система определяющих критериев ([5-7]). Для данного случая в качестве определяющего достаточен критерий

$$\nu = f / f_{1/2},$$

где $f_{1/2}$ — частота соответствующая половине сплава действительной части магнитной проницаемости.

На рис. 4 показаны эмпирические зависимости

$$\frac{\mu_{ш1}}{\mu_{ш0}} = f_1(\nu), \quad \frac{\mu_{ш2}}{\mu_{ш0}} = f_2(\nu),$$

которые являются общими для всех значений v и ν. Зависимости между такими же критериями, вычисленные для отдельного шара, не находящегося в структуре исходя из формул М. А. Дивильковского ([7,8]), совпа-

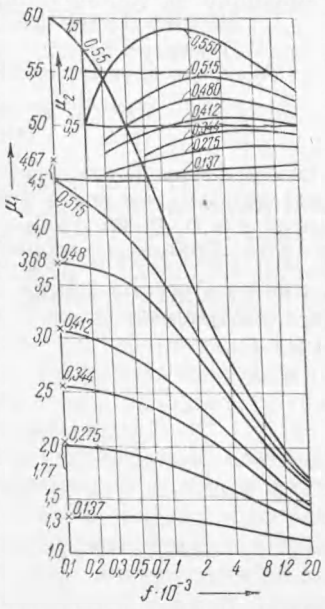


Рис. 3. Дисперсия действительной $\bar{\mu}_1$ и мнимой $\bar{\mu}_2$ проницаемости структуры для шаров $d = 1/2''$ с $\mu = 24$

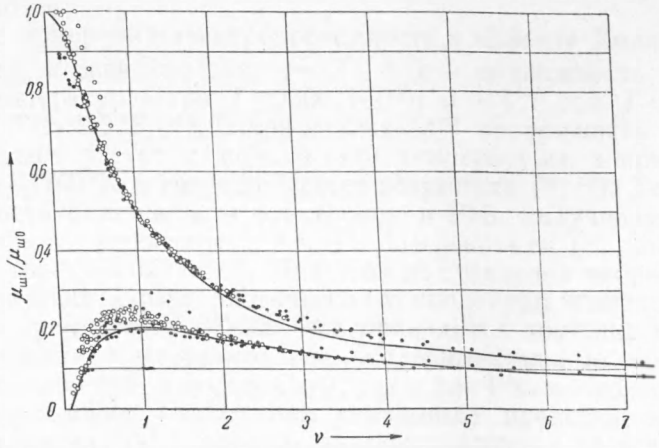


Рис. 4. Дисперсия проницаемости шара в структуре в безразмерных единицах

дают с нашими экспериментами для совокупности шаров. Из этого следует, что шар, находящийся в структуре, при исследованных

нами значениях концентрации, намагничивается по законам, сходным с законами намагничивания отдельного шара.

Полученные в работе зависимости безразмерных величин при их дальнейшем уточнении открывают возможности для вычисления эффективной проницаемости ферродиэлектрика в постоянном поле и его дисперсии в переменном поле, если известны: 1) проницаемость ферромагнитного вещества шаров и ее дисперсия; 2) проводимость вещества шаров; 3) проницаемость материала ферродиэлектрика при одном значении частоты в области дисперсии.

Авторы выражают благодарность Е. И. Кондорскому и К. М. Поливанову за обсуждение этой работы.

Институт физики
Академии наук Латв.ССР

Поступило
3 XI 1954

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] F. Ollendorf, Arch. f. Elektrotechn., **25**, 436 (1931). [2] Е. И. Кондорский, ДАН, **80**, № 2, 197 (1951). [3] Б. М. Фрадкин, Изв. АН СССР, сер. физ., **16**, 4, 481 (1952). [4] М. В. Кирпичев, Теория подобия, Изд. АН СССР, 1953. [5] В. А. Веников, Применение теории подобия и физического моделирования к электротехнике, М.—Л., 1949. [6] И. М. Кирко, ДАН, **93**, № 6 (1953). [7] М. А. Дивильковский, ЖТФ, **9**, 5 (1939). [8] М. Н. Григорьев, Тр. Инст. физики АН Латв.ССР, № 7 (1954) (физика).