

## ОСНОВНЫЕ ЗАКОНЫ И РАСЧЁТНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ ВЫПОЛНЕНИЯ ПРАКТИЧЕСКИХ ЗАДАНИЙ

1. Расчёт электрических полей, электрической ёмкости и электрического сопротивления

1.1. Определения используемых величин

**Диэлектрическая проницаемость** как параметр материала характеризует поведение в электрическом поле заряженных частиц вещества, связанных в атомы, молекулы, кристаллы (не свободных). При воздействии на материал внешнего электрического поля с напряжённостью  $E_{\text{пустоты}}$ , имеющего плотность потока электрического смещения  $D_{\text{внешн}} = \epsilon_0 E_{\text{пустоты}}$ , в нём происходит поляризация. Поляризация – это смещение ( $r$ ) связанных зарядов, ( $q$ ) в соответствии с их знаком и направлением поля. Поляризацию обозначают вектором поляризации  $P$ . Вектор поляризации  $P$  равен сумме дипольных моментов ( $q \times r$ ) в единице объёма материала ( $V$ ) и направлен против внешнего поля:

$$P = \frac{\sum qr}{V} . \quad (1)$$

Как видно из выражения 1 размерность вектора поляризации – Кл/м<sup>2</sup>. Поэтому вектор  $P$  можно назвать плотностью потока поляризации (смещения).

Суммарный поток электрического смещения в материале алгебраически складывается из внешнего потока с плотностью  $D_{\text{внешн}}$  и потока электрического смещения, вызванного поляризацией –  $P$ . Поскольку вектор  $P$  противоположен вектору  $D_{\text{внешн}}$  поток электрического смещения в материале уменьшается. Соответственно уменьшается напряжённость электрического поля до значения  $E_{\text{материала}}$ . Сказанное записывается как:

$$D_{\text{внешн}} - P = \epsilon_0 E_{\text{материала}} . \quad (2)$$

Разделив все члены уравнения на  $\epsilon_0 E_{\text{материала}}$ , и перенеся член уравнения, содержащий вектор поляризации, в правую часть, получаем:

$$\frac{D_{\text{внешн}}}{\epsilon_0 E_{\text{материала}}} = 1 + \frac{P}{\epsilon_0 E_{\text{материала}}} \quad (3)$$

Относительная величина

$$1 + \frac{P}{\epsilon_0 E_{\text{материала}}} = \epsilon \quad (4)$$

называется **диэлектрической проницаемостью** материала и обозначается  $\epsilon$ . Размерности вектора поляризации и вектора плотности потока электрического смещения (см. выражение 6) одинаковы – Кл/м<sup>2</sup>. Поэтому диэлектрическая проницаемость – это безразмерная величина.

Обычная форма записи, связывающая внешний поток электрического смещения  $D_{\text{внешн}}$  с напряжённостью поля в материале  $E_{\text{материала}}$ , вытекает из (3) и (4) и выглядит как:

$$D_{\text{внешн}} = \epsilon_0 \epsilon E_{\text{материала}} \quad (5)$$

В пустоте нет частиц, которые могли бы поляризоваться ( $q=0$ ), поэтому  $P=0$ , а диэлектрическая проницаемость  $\epsilon=1$ . Для пустоты:

$$D_{\text{внешн}} = \epsilon_0 E_{\text{пустоты}} \quad (6)$$

Из (5) и (6):

$$\epsilon = \frac{E_{\text{пустоты}}}{E_{\text{материала}}} \quad (7)$$

Таким образом, можно дать следующие определения диэлектрической проницаемости:

1) **Диэлектрическая проницаемость,  $\epsilon$**  является мерой поляризации вещества в электрическом поле (см. 4).

2) **Диэлектрическая проницаемость,  $\epsilon$**  - это мера ослабления поля в веществе по сравнению с внешним полем; её значение показывает во сколько раз поле в веществе слабее поля от того же источника в вакууме (см. 7).

3) **Диэлектрическая проницаемость,  $\epsilon$**  является также мерой ёмкости, которую может создать диэлектрик. Значение диэлектрической проницаемости вещества  $\epsilon$  можно определить как отношение ёмкости конденсатора с данным веществом (диэлектриком) к ёмкости конденсатора тех же размеров, диэлектриком которого является вакуум (см. ниже).

**Электропроводность** – это способность вещества проводить электрический ток, обусловленная наличием свободных зарядов в веществе. Для численного определения этой способности вводятся величины: «удельное электрическое сопротивление»,  $\rho$  и «удельная электрическая проводимость»,  $\gamma$ . Эти величины являются обратными по отношению друг к другу:

$$\gamma = \frac{1}{\rho} . \quad (8)$$

Значение удельной электрической проводимости вещества –  $\gamma$  [См/м] определяется как произведение суммарного заряда свободных носителей в единице объема  $nq$  [Кл/м<sup>3</sup>] и подвижности этих зарядов –  $u$  [м<sup>2</sup>/с×В]:

$$\gamma = nq \times u^1 , \quad (9)$$

где:  $n$  – концентрация свободных зарядов, [1/м<sup>3</sup>],  $q$  – заряд носителя, [Кл].

**Удельное электрическое сопротивление,  $\rho$**  – это параметр вещества, численно равный сопротивлению образца длиной 1 м с площадью поперечного сечения 1 м<sup>2</sup>, измеренному в плоско-параллельном поле (см. ниже).

---

<sup>1</sup> Это выражение вытекает из закона Ома в дифференциальной форме:  $j=\gamma E$ ; понятия плотности тока  $j$ , равной произведению суммарного заряда носителей в единице объёма  $nq$  на их скорость  $v$  ( $j=nq \times v$ ), и определения подвижности как средней скорости носителей зарядов при единичной напряженности электрического поля:  $u=v/E$

Удельное электрическое сопротивление измеряется в  $\text{Ом} \frac{\text{м}^2}{\text{м}}$  или в  $\text{Ом} \times \text{м}$ . Удельная электрическая проводимость измеряется в  $\text{См}/\text{м}$  (сименс, поделённый на метр).

По значению удельного электрического сопротивления все вещества подразделяются на 3 класса:

Проводники..... $\rho \approx 10^{-8} \dots 10^{-6} \text{ Ом} \times \text{м}$ ;  
 Слабопроводящие материалы (полупроводники)... $\rho \approx 10^{-6} \dots 10^7 \text{ Ом} \times \text{м}$ ;  
 Диэлектрики (изоляционные материалы)..... $\rho \approx 10^6 \dots 10^{20} \text{ Ом} \times \text{м}$ .

## 1.2. Основные расчётные соотношения

Диэлектрическая проницаемость и удельное электрическое сопротивление – это параметры вещества, проявляющиеся в электрическом поле. Значения этих параметров необходимы, прежде всего, для расчёта электрической ёмкости и активного электрического сопротивления устройства. Напоминаем, что электрическая ёмкость  $C$  и активное электрическое сопротивление  $R$  являются коэффициентами пропорциональности соответственно: между электрическим зарядом  $q$  и напряжением  $U_C$ , и между падением напряжения  $U_R$  и током проводимости  $I$ :

$$q=C \cdot U_C, \quad U_R=R \cdot I \quad \text{или} \quad I=G \cdot U_R, \quad (10)$$

где  $G$  - электрическая проводимость электротехнического устройства;  $G=R^{-1}$ .

Если рассматривать электрическое поле в идеальной диэлектрической среде, где  $G \Rightarrow \infty$ , там под действием сил электрического поля (напряжённости электрического поля) в диэлектрике происходит поляризация. Если среда имеет большую проводимость, то в таком материале под действием тех же сил направленно перемещаются электрические заряды, то есть течёт электрический ток. В обоих случаях действует одна и та же сила – напряжённость электрического поля. Это позволяет говорить об аналогии поля в диэлектрике и поля в проводящей среде. Соответственно можно провести аналогию между:

характеристиками среды:

диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$  и проводимостью  $\gamma$ ,

и характеристиками устройства:

ёмкостью  $C$  и электрической проводимостью  $G$ .

В соответствии с этой аналогией в общем случае ёмкость и проводимость определяются как:

$$C = \epsilon_0 \epsilon \Gamma \quad \text{и} \quad G = \gamma \Gamma, \quad (11)$$

где  $\Gamma$  – геометрический параметр устройства, зависящий от формы электрического поля, существующего в этом устройстве.

В расчётно-графическом задании используются электрические поля следующих конфигураций:

- плоско параллельное,
- радиально-цилиндрическое,
- радиально-сферическое.

Ниже приводится описание этих полей и необходимые для расчета формулы. Значения всех величин подставляются в формулы в единицах СИ.

#### Плоскопараллельное поле.

В плоскопараллельном поле эквипотенциальные поверхности (поверхности равного потенциала или поверхности уровня) представляют собой параллельные плоскости, а линии потока электрического смещения  $D$  в диэлектрической среде и линии тока  $I$  в проводящей среде, совпадающие с направлением вектора напряженности поля  $E$  (силовые линии), - параллельны друг другу и перпендикулярны этим плоскостям (рис. 1).

Значения ёмкости  $C$  и проводимости  $G$  в плоскопараллельном поле:

$$C = \epsilon_0 \epsilon \cdot \frac{S}{d}, \quad (12)$$

$$G = \gamma \frac{S}{d}, \quad (13)$$

где:  $\epsilon_0=8,854 \cdot 10^{-12}$  Ф/м –  
 электрическая постоянная,  
 $\epsilon$ –диэлектрическая проницаемость  
 материала,  
 $\gamma$ –удельная электропроводность  
 материала, См/м,

$S$ –площадь сечения, поперечного

полю (площадь пластины плоского конденсатора или площадь поперечного  
 сечения проводника),  $m^2$ ,

$d$ –размер вдоль силовых линий поля (расстояние между пластинами плоского  
 конденсатора, длина проводника), м.

Поскольку проводимость есть величина, обратная сопротивлению:

$G = \frac{1}{R}$ , а удельная электропроводность, соответственно - удельному

электрическому сопротивлению  $\gamma = \frac{1}{\rho}$ , то формула 13 идентична хорошо

известной:

$$R = \rho \frac{d}{S}. \quad (14)$$

В плоскопараллельном поле напряжённость  $E$  одинакова во всех точках.

Поэтому:

$$U = E \times d. \quad (15)$$

### Радиально-цилиндрическое поле.

Эквипотенциальными в этом поле являются коаксиальные (имеющие  
 общую ось) цилиндрические поверхности, а силовые линии расходятся в  
 радиальных направлениях (рис. 2).

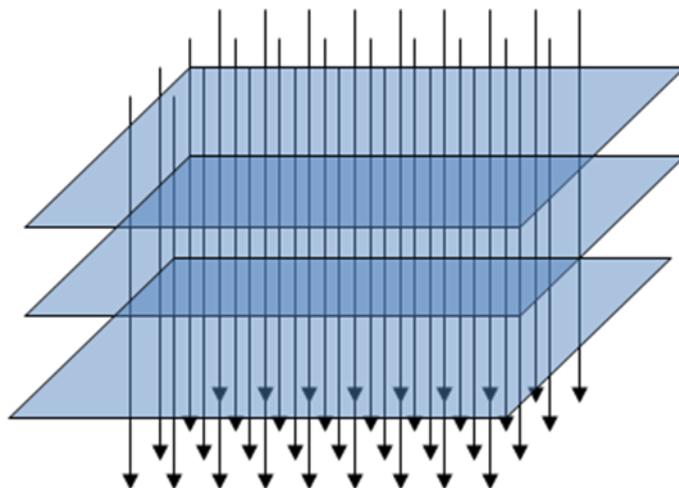


Рис. 1. Плоско-параллельное поле

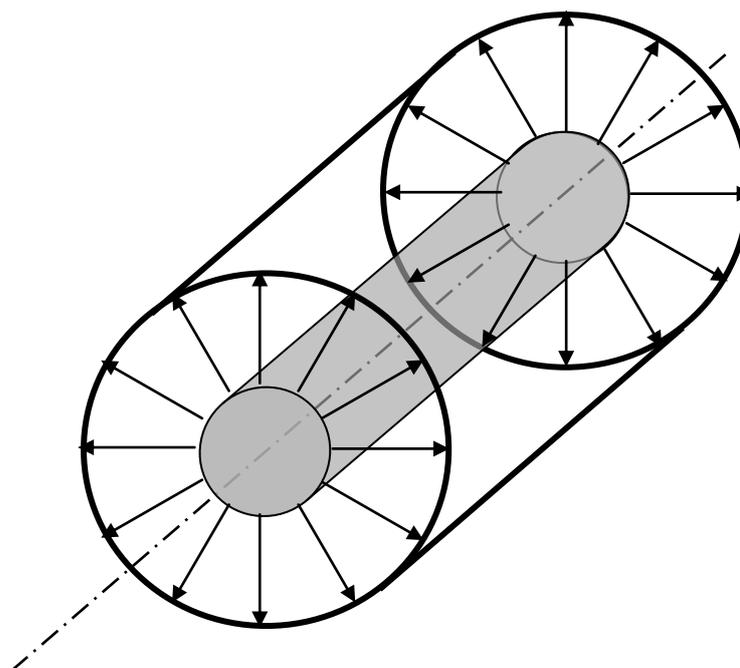


Рис. 2. Радиально-цилиндрическое поле

Значения ёмкости  $C$  и проводимости  $G$  в радиально-цилиндрическом поле:

$$C = \varepsilon_0 \varepsilon \frac{2\pi l}{\ln \frac{r_2}{r_1}}, \quad (16)$$

$$G = \gamma \frac{2\pi l}{\ln \frac{r_2}{r_1}}, \quad (17)$$

где:

$\varepsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$  Ф/м – электрическая постоянная,

$\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость материала,

$\gamma$  – удельная электропроводность материала, См/м,

$r_1$  – радиус внутреннего цилиндра, м,

$r_2$  – радиус внешнего цилиндра, м,

$l$  – длина цилиндров, м.

Из выражения (15) не сложно получить выражение для сопротивления:

$$R = \rho \frac{\ln \frac{r_2}{r_1}}{2\pi l}. \quad (18)$$

Напряжённость в радиально-цилиндрическом электрическом поле уменьшается по мере увеличения радиуса эквипотенциального цилиндра  $r$ :

$$E = \frac{U}{r \cdot \ln \frac{r_2}{r_1}}. \quad (19)$$

В этом выражении  $U$  – напряжение между эквипотенциальными цилиндрами, с радиусами  $r_1$  и  $r_2$ .

#### Радиально-сферическое поле.

В радиально-сферическом поле поверхности уровня - это сферы с общим центром, а силовые линии направлены по радиусам (рис. 3).

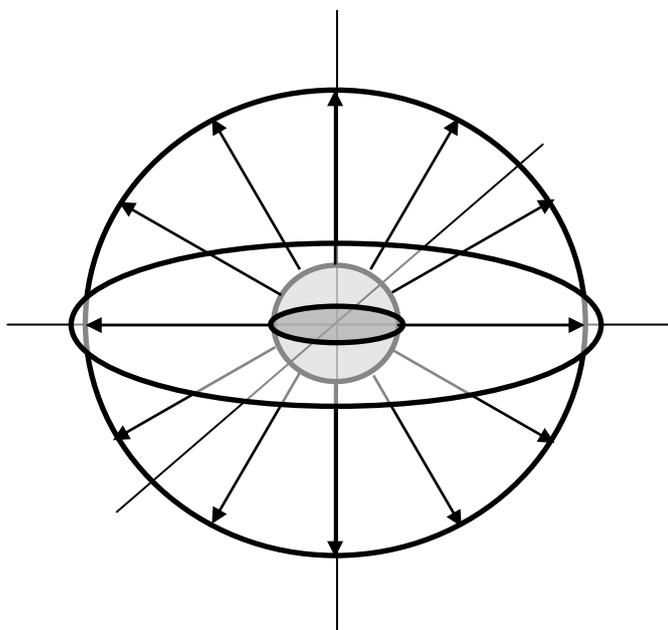


Рис. 3. Радиально-сферическое поле

Значения ёмкости  $C$  и проводимости  $G$  в радиально-сферическом поле:

$$C = \varepsilon_0 \varepsilon 4\pi \frac{r_1 r_2}{r_2 - r_1}, \quad (20)$$

$$G = \gamma 4\pi \frac{r_1 r_2}{r_2 - r_1}, \quad (21)$$

где:

$\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$  Ф/м – электрическая постоянная,

$\epsilon$  – диэлектрическая проницаемость материала,

$\gamma$  – удельная электропроводность материала, См/м,

$r_1$  – радиус внутренней сферы, м,

$r_2$  – радиус внешней сферы, м.

Подобные системы в технике встречаются крайне редко. Более приближена к реальности система из одного шара, силовые линии от которого распространяются в бесконечность ( $r_2 = \infty$ ). Раскрытие неопределённостей, получающихся при этом в выражениях (20), (21) приводит расчётные формулы для ёмкости и проводимости к следующим выражениям:

Ёмкость и проводимость между шаром и сферой бесконечного радиуса ( $r_2 = \infty$ ):

$$C = \epsilon_0 \epsilon 4\pi r_1, \quad (22)$$

$$G = \gamma 4\pi r_1. \quad (23)$$

Наиболее приближенным к реальным случаям можно считать полушарие у поверхности определенной среды (рис. 4).

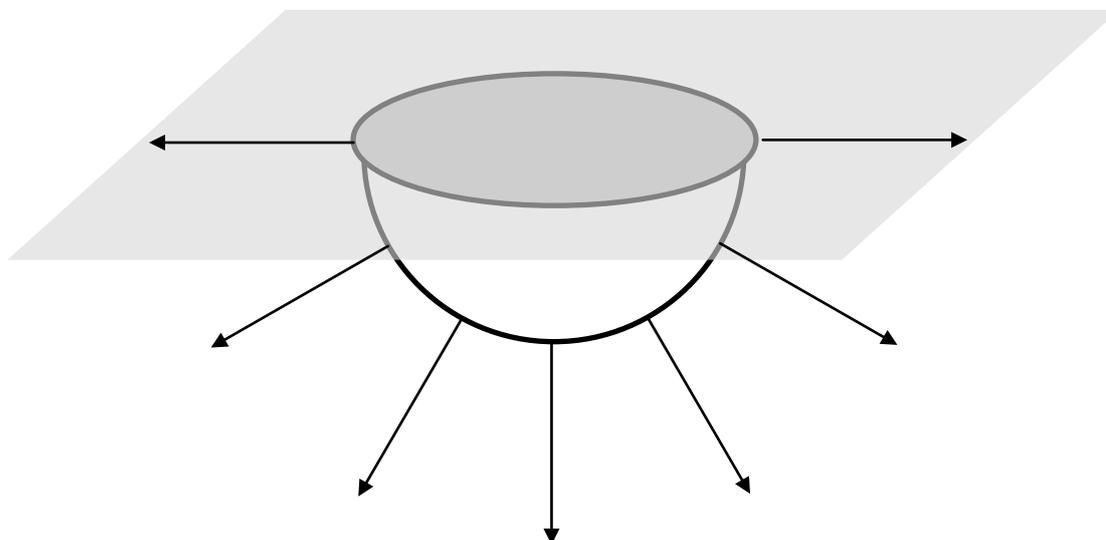


Рис. 4. Полушфера в полупространстве

Ёмкость и проводимость между полушаром и полусферой бесконечного радиуса ( $r_2 = \infty$ ) будут в 2 раза меньше:

$$C = \varepsilon_0 \varepsilon 2\pi r_1, \quad (24)$$

$$G = \gamma 2\pi r_1. \quad (25)$$

Сопротивление стеканию тока с полусферы в полупроводящую среду рассчитывается по выражению:

$$R = \frac{\rho}{2\pi r}. \quad (26)$$

Потенциал такой полусферы получается равным выражению (26), умноженному на ток:

$$\phi = \frac{I\rho}{2\pi r}. \quad (27)$$

Одной из задач является расчёт сопротивления электрического контакта, например в выключателе. Контакт двух электропроводящих деталей имеет повышенное сопротивление из-за неплотного прилегания одной детали к другой. Принципиально это изображено на рисунке 5.

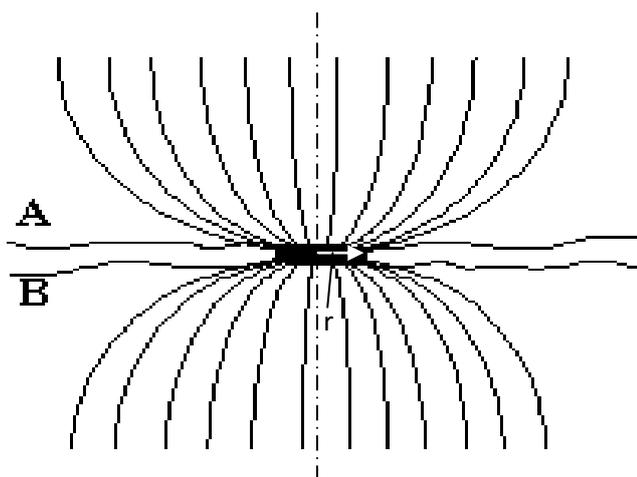


Рис. 5. Контакт поверхностей

Как видим из рисунка, линии тока, идущие вначале параллельно, начинают стягиваться в месте контакта. Эффективное сечение уменьшается и

увеличивается сопротивление. Это сопротивление называется сопротивлением стягивания  $R_{ст}$ . В месте соприкосновения контакт осуществляется через маленькую плоскую площадку радиусом  $r$ . При переходе через площадку в другой элемент ток начинает растекаться от точки контакта. Это сопротивление называется сопротивлением растеканию  $R_p$ , и имеет тоже значение, что и сопротивление стягивания и рассчитывается по выражению:

$$R_{cm} = R_p = \frac{\rho}{4r}, \quad (28)$$

где  $\rho$  – удельное сопротивление материала контактирующего элемента, Ом·м;  $r$  – радиус площадки в месте соприкосновения контакта, м.

Для всех видов полей полезно будет также вспомнить соотношение для плотности потока электрического смещения  $\mathbf{D}$ , когда силовые линии от заряда  $q$  перпендикулярны в каждой точке поверхности  $S$ :

$$D = q/S. \quad (29)$$

В электропроводящей среде аналогичное выражение существует для плотности тока  $j$ :

$$j = I/S, \quad (30)$$

в котором ток  $I$  аналогичен электрическому заряду  $q$  из выражения 29. Если поток смещения одинаковой плотности пронизывает диэлектрики с различной диэлектрической проницаемостью, то справедливо соотношение (вытекающее из 5):

$$\varepsilon_1 E_1 = \varepsilon_2 E_2. \quad (31)$$

Отсюда следует, что значения напряжённости поля обратно пропорциональны диэлектрическим проницаемостям:

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}. \quad (32)$$

Если материал, расположенный между электродами конструкции, имеет большое удельное сопротивление и определенное значение диэлектрической

проницаемости, то для такой конструкции справедливо вытекающее из (11) выражение:

$$CR = \varepsilon_0 \varepsilon \rho \quad (33)$$

Левая часть этого выражения есть постоянная времени разряда конденсатора с ёмкостью  $C$  через сопротивление  $R$ . Правая часть называется постоянной времени релаксации:

$$\tau = \varepsilon_0 \varepsilon \rho \quad (34)$$

Время релаксации отражает скорость затухания возбуждения<sup>2</sup> в материале после исчезновения электрического поля, вызвавшего это возбуждение.

## 2. Особенности расчёта обобщённой проводимости композиционных материалов

### 2.1. Определения

Композиционным материалом будем называть искусственный материал с гетерогенной структурой, состоящий из двух или более компонентов, различающихся по химическому составу и разделённых выраженной границей. Композиционный материал обладает такими свойствами, которых его компоненты, взятые по отдельности, не имеют. Свойства материала в целом зависят от свойств всех его компонентов.

При создании нового композиционного материала расчётным путём подбираются состав, форма и распределение компонентов. Теплопроводность материала, его электропроводность и диэлектрическую проницаемость можно рассчитать по одинаковым выражениям. Для этого вводится понятие «обобщённая проводимость» -  $\sigma$ .

Для расчёта обобщённой проводимости двухкомпонентных материалов в расчётно-графическом задании предлагается использовать две структурные модели материала – «матричную модель» и «статистическую смесь».

---

<sup>2</sup> Под возбуждением здесь понимается возникновение процессов поляризации и проводимости под воздействием сил электрического поля.

Схематично матричная модель (образец материала в разрезе) показана на рис. 6.

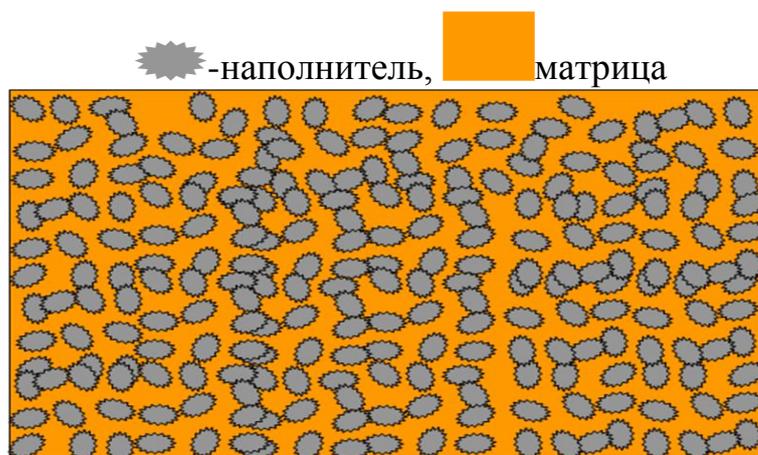


Рис. 6. Матричная модель композиционного материала

Составляющие матричной модели называются «матрица» и «наполнитель». Матрица характеризуется непрерывностью в строении. Путь проводимости в ней непрерывен. Наполнитель – это дискретные частицы, вкрапленные в матрицу. Частицы наполнителя в зависимости от их концентрации в материале могут находиться отдельно друг от друга, разделённые материалом матрицы, и (или) соприкасаться друг с другом. Обобщённая проводимость материала с матричной структурой зависит от проводимости материалов матрицы и наполнителя и от объёмной концентрации наполнителя.

Другой структурной моделью для расчёта обобщённой проводимости является «статистическая смесь». В этой модели компоненты материала структурно равноправны. Схематически модель показана на рис. 7.

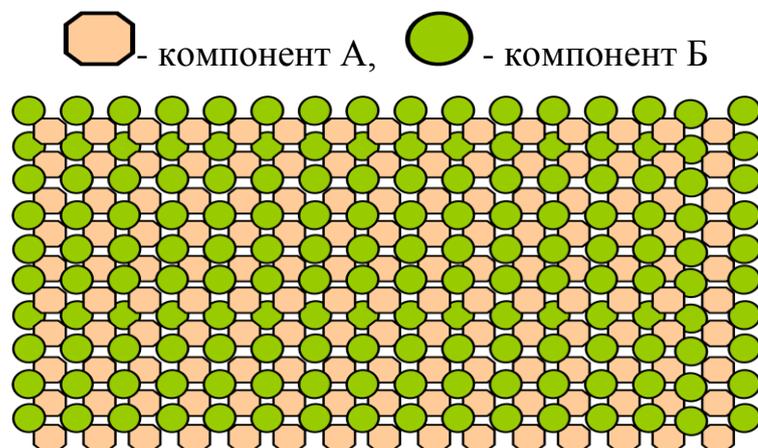


Рис. 7. Модель композиционного материала «Статистическая смесь»

Обобщённая проводимость статистической смеси зависит от проводимости и объёмной концентрации каждого из материалов.

## 2.2. Основные расчётные соотношения

Состав композиционного материала иногда описывают не в объёмных, а в массовых долях компонентов. Для того, чтобы значение массовой доли  $v_m$  пересчитать в объёмную долю  $v$ , необходимо знать плотности компонентов, которые мы будем обозначать латинской буквой  $d$ .

Плотность материала –  $d$  – масса единицы объёма материала. Плотность измеряется в  $\text{кг}\cdot\text{м}^{-3}$ .

Массовая доля компонента -  $\vartheta_m$ . Измеряется в долях единицы.

$$\vartheta_{m1} = \frac{m_1}{m_1+m_2}, \quad \vartheta_{m2} = \frac{m_2}{m_1+m_2}, \quad (35)$$

где  $m_1$  и  $m_2$  – массы первого и второго компонентов в рассматриваемой массе композиционного материала. Если в справочнике массовая доля приводится в процентах, то для перевода справочных значений в доли единицы достаточно разделить их на 100.

Объёмная доля компонента -  $v$ . Измеряется в долях единицы.

$$\vartheta_1 = \frac{v_1}{v_1+v_2}, \quad \vartheta_2 = \frac{v_2}{v_1+v_2}, \quad (36)$$

где  $v_1$  и  $v_2$  – объёмы первого и второго компонентов в рассматриваемом объёме композиционного материала.

Пересчёт массовой доли  $\vartheta_m$  в объёмную  $\vartheta$  производится по выражениям:

$$\vartheta_1 = \frac{\vartheta_{m1} \cdot d_2}{\vartheta_{m1} d_2 + \vartheta_{m2} d_1}, \quad (37)$$

$$\vartheta_2 = \frac{\vartheta_{m2} \cdot d_1}{\vartheta_{m1} d_2 + \vartheta_{m2} d_1}. \quad (38)$$

В формулах (37) и (38)

$\vartheta_1$  и  $\vartheta_2$  – объёмные доли компонентов, в долях единицы:  $\vartheta_1 + \vartheta_2 = 1$ ;

$\vartheta_{m1}$  и  $\vartheta_{m1}$  – массовые доли компонентов, в долях единицы:  $\vartheta_{m1} + \vartheta_{m1} = 1$ ;  
 $d_1$  и  $d_2$  – плотности компонентов,  $\text{кг}\cdot\text{м}^{-3}$ .

Значение обобщенной проводимости для материала, представленного матричной моделью определяется выражением:

$$\sigma_{\text{экв}} = \sigma_{\text{м}} \left( 1 + \frac{\vartheta_1}{\frac{1 - \vartheta_1}{3} + \frac{\sigma_{\text{м}}}{\sigma_1 - \sigma_{\text{м}}}} \right), \quad (39)$$

в котором  $\sigma_{\text{м}}$  и  $\sigma_1$  - обобщенные проводимости матричной фазы и наполнителя,  $\vartheta_1$  - объемная доля наполнителя (в долях единицы).

Значение обобщенной проводимости статистической смеси рассчитывается по выражению:

$$\sigma_{\text{экв}} = A + \sqrt{A^2 + \frac{\sigma_1 \sigma_2}{2}}, \quad (40)$$

где

$$A = \frac{(3\vartheta_1 - 1) \cdot \sigma_1 + (3\vartheta_2 - 1) \cdot \sigma_2}{4}, \quad (41)$$

а  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  обобщённые проводимости первого и второго компонентов материала,  $\vartheta_1$  и  $\vartheta_2$  – объёмные доли первого и второго компонентов материала.

Выбор той или иной модели для расчёта зависит от структуры материала.

### 3. Расчёт потерь в элементах оборудования

#### 3.1. Общее определение потерь

Потерями в электроэнергетике и электроэнергетическом оборудовании называется бесполезное превращение электромагнитной энергии в тепло. В некоторых случаях нагрев элементов оборудования этими потерями совместно с электрическими и механическими нагрузками, воздействующими на эти элементы, приводит к их повреждению.

В зависимости от материала, из которого изготавливаются элементы оборудования, физика превращения электромагнитной энергии в тепло различна.

Потери в проводниках – это потери, определяемые законом Джоуля-Ленца. Тепло, выделяемое при этих потерях, идёт на нагрев проводника и рассеивается в окружающую среду.

В настоящем расчётно-графическом задании рассматриваются только кратковременные процессы, при которых теплоотводом в окружающую среду можно пренебречь. Вопросы теплоотвода в задании не затрагиваются.

Диэлектрические потери – это нагрев диэлектрика за счёт энергии переменного электрического поля, в котором этот диэлектрик работает. Этот нагрев обусловлен двумя физическими процессами:

- электропроводностью диэлектрика и
- поляризацией диэлектрика.

Нагрев токами проводимости при электропроводности также подчиняется закону Джоуля-Ленца, однако, непосредственно с помощью этого закона диэлектрические потери не рассчитываются. Для расчёта потерь в диэлектрике используется обобщающий параметр – тангенс угла диэлектрических потерь. **Углом диэлектрических потерь,  $\delta$**  (дельта) называется угол, дополняющий до  $90^0$  угол сдвига между током и напряжением в диэлектрике, который и определяется значением потерь.

Магнитные потери – это превращение электромагнитной энергии в тепло в магнитных материалах при воздействии на них переменного магнитного поля. Это превращение происходит за счёт двух физических процессов и, соответственно разделяется на:

- потери на перемагничивание (на гистерезис) и
- потери на вихревые токи.

Потери на перемагничивание связаны увеличением кинетической энергии частиц вещества при перестройке магнитной структуры, происходящей в переменном магнитном поле. Потери на вихревые токи подчиняются закону Джоуля-Ленца, а сами вихревые токи возникают в электропроводящем магнитном материале по Закону электромагнитной индукции.

Практически магнитные потери трудно разделить на эти два вида, и для магнитных материалов также существует критерий, называемый «тангенсом угла магнитных потерь». Однако, в справочниках чаще всего приводятся непосредственно значения удельных (на единицу массы) потерь для каждого материала при конкретных значениях магнитной индукции в материале.

Ниже приводятся расчётные формулы и другие сведения для расчёта потерь в различных материалах.

## 3.2. Потери в проводниках

### 3.2.1. Определения используемых величин

Для определения потерь в проводниках и расчёта нагрева проводников необходимо знать значения следующих величин:

- плотность тока,
- удельное электрическое сопротивление материала,
- удельная теплоёмкость материала,
- плотность материала,

- предельные (по условиям задания) значения температур для рассматриваемого материала.

Часть из этих величин мы рассматривали ранее. Ниже даны определения недостающим величинам.

**Плотностью тока -  $j$**  называется значение тока, протекающего через единицу поперечного сечения проводника. Обычная единица измерения плотности тока в проводниках –  $A/mm^2$ . В расчётные формулы её следует подставлять в  $A/m^2$

$$j=I/S. \quad (42)$$

В (42)  $I$  – ток, протекающий по проводнику, А;  $S$  – площадь поперечного сечения проводника,  $m^2$ .

**Удельной теплоёмкостью** (теплоёмкостью) называется энергия, которую нужно сообщить единице массы материала, чтобы повысить температуру материала на 1 К. Размерность – Дж/кг·К.

**Температурный коэффициент удельного электрического сопротивления,  $TK_p$**  – это относительное изменение удельного сопротивления при увеличении температуры на 1 К. Размерность –  $K^{-1}$ .

### 3.2.2. Основные расчетные выражения и необходимые пояснения

Задачи данной темы относятся в основном к кратковременному нагреву проводников, когда можно пренебречь теплоотводом. При кратковременном нагреве справедливо уравнение теплового баланса:

$$j^2 \rho \tau = cd\Delta T, \quad (43)$$

в котором:  $j$  - плотность тока в проводнике,  $A/m^2$ ;  $\rho$  - удельное электрическое сопротивление проводника, Ом·м;  $c, d$  - его теплоемкость в Дж/(кг·К) и плотность в  $kg/m^3$  (произведение этих величин можно назвать объемной теплоемкостью);  $\tau$  - время протекания тока, с;  $\Delta T$  - разница между начальной и конечной температурами проводника, К или  $^{\circ}C$ .

При нагреве проводника его удельное сопротивление изменяется в соответствии с температурным коэффициентом удельного сопротивления  $\mathbf{TK}_\rho$ . Поэтому указанное соотношение (43) приобретает вид:

$$\frac{I^2}{S^2} = \frac{cd}{TK\rho_t\tau\rho_t} \ln \frac{TK\rho_t^{-1} - t + t_k}{TK\rho_t^{-1} - t + t_0}. \quad (44)$$

В выражении (44)  $\mathbf{I}$  – ток, А;  $\mathbf{S}$  - сечение проводника, м<sup>2</sup>;  $\mathbf{TK}_\rho$  и  $\rho_t$  - температурный коэффициент, К<sup>-1</sup> и удельное сопротивление, Ом·м, определенные при температуре  $\mathbf{t}$ ;  $\mathbf{t}_k$  и  $\mathbf{t}_0$  - конечная и начальная температуры проводника, К или °С.

Предполагается также, что студенты знакомы с выражениями для мощностей однофазной сети:

$$P = IU = I^2R \quad (45)$$

и трехфазной сети:

$$P_{3\phi} = 3 I \cdot U_\phi \quad (46)$$

Нужно также помнить, что номинальное напряжение трёхфазной сети – это её линейное напряжение –  $U_\text{л}$ , которое связано с фазным напряжением ( $U_\phi$ ) соотношением:

$$U_\text{л} = \sqrt{3} \cdot U_\phi \quad (47)$$

При решении задач студент может контролировать результаты, сравнивая их с примерными значениями допустимых и предельных плотностей тока для проводов из различных материалов, которые указаны в приводимой ниже таблице 1.

При расчете нагревателей из нихрома, если известно сечение (диаметр) провода, следует вначале определить ток, текущий по фазе нагревателя, затем по току и сечению - плотность тока, и сравнить последнюю с допустимыми значениями, указанными в таблице 1. Если расчетная плотность тока больше допустимой, то нагреватель следует конструировать из 2х-3х параллельных проволок, плотность тока в суммарном сечении которых входит в допустимые пределы.

Таблица 1

## Допустимые и предельные плотности токов для проводов

Материал провода	Допустимая плотность тока (проводник не нагревается) А/мм <sup>2</sup>	Предельная плотность тока (проводник «сгорает») А/мм <sup>2</sup>
медь	4...10	100...200
алюминий	3...8	75...150
сталь	1...2	30...40
нихром	15...35 (нагрев до $\approx 1000^{\circ}\text{C}$ )	«сгорает» при превышении допустимой плотности тока

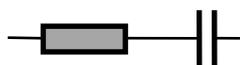
## 3.3. Диэлектрические потери

## 3.3.1. Определения

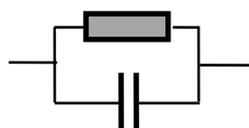
Схемы замещения диэлектрика

Для того чтобы количественно характеризовать потери энергии электрического поля в диэлектрике рассматривают электрические схемы замещения диэлектрика. Для расчета диэлектрических потерь и других процессов в устройствах с диэлектриками последние замещаются схемами, наиболее известными из которых являются:

- последовательная схема замещения диэлектрика:



- параллельная схема замещения диэлектрика:



Схемы замещения диэлектрика обязательно содержат емкость **C** и активное сопротивление **R**. Емкость отражает способность диэлектрика накапливать заряды. Активное сопротивление - это элемент схемы, выделение энергии в котором отражает диэлектрические потери. Схемы замещения позволяют построить угол диэлектрических потерь.

**Угол диэлектрических потерь,  $\delta$**  (дельта) - это угол, дополняющий до  $90^0$  угол сдвига между током и напряжением в диэлектрике.

Если диэлектрик представить параллельной схемой замещения с емкостью  $C$ , фарад и сопротивлением  $R$ , Ом, то

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{1}{\omega \cdot C \cdot R}. \quad (48)$$

### 3.3.2. Основные расчетные выражения и необходимые пояснения

При постоянном напряжении потери зависят только от тока проводимости и равны:

$$P_{\text{пост}} = \frac{U^2}{R}, \text{ Вт, или в удельных величинах: } P_{\text{пост. уд}} = \frac{E^2}{\rho_v}, \text{ Вт/м}^3. \quad (49)$$

В этих выражениях  $U$  – напряжение, приложенное к изоляционной конструкции, В;  $R$  – сопротивление изоляционной конструкции, Ом;  $E$  – напряженность электрического поля в материале, В/м;  $\rho_v$  – удельное объёмное сопротивление диэлектрика, Ом·м.

При переменном напряжении к потерям от проводимости добавляются потери от поляризации. Потери от проводимости и от поляризации суммарно характеризуются углом диэлектрических потерь  $\delta$ . Диэлектрические потери на переменном напряжении рассчитываются по выражениям:

$$P_{\text{перем}} = U^2 \omega C \operatorname{tg}\delta; \quad P_{\text{перем. уд}} = E^2 \omega \epsilon_0 \epsilon \operatorname{tg}\delta \quad (50)$$

Здесь  $C$  – ёмкость изоляционной конструкции, Ф;  $\omega$  – угловая частота,  $\text{с}^{-1}$  ( $\omega = 2\pi f$ );  $\operatorname{tg}\delta$  – тангенс угла диэлектрических потерь.

В случае, когда от нагревающегося в электрическом поле диэлектрика нет теплоотвода, диэлектрические потери полностью расходуются на нагрев изоляции. При этом можно записать уравнение теплового баланса для  $1\text{ м}^3$  материала, где в левой части представлен расход электрической энергии, а в правой – затраты энергии на нагрев:

$$P_{\text{уд. потерь}} \times t_{\text{сек}} = cd\Delta T, \quad (51)$$

где  $c$ ,  $d$  – теплоемкость (Дж/кг·К) и плотность материала (кг/м<sup>3</sup>);  $t_{\text{сек}}$  – время нагрева диэлектрическими потерями, с;  $\Delta T$  – разность конечной и начальной температур, К или °С.

В заданиях также используется постоянная времени релаксации:

$$\tau = \varepsilon_0 \varepsilon_r = CR, \quad (33, 34)$$

с помощью которой можно определить время разряда  $t$  заряженной изоляционной конструкции через собственное сопротивление  $c$  напряжения  $U_0$  до напряжения  $U$  по выражению:

$$U = U_0 e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (52)$$

### 3.4. Магнитные потери

В справочниках обычно приводятся общие магнитные потери в удельных единицах. Это могут быть:

- удельные потери на единицу массы, измеряемые в Вт/кг;
- удельные потери на единицу объёма и единицу частоты, измеряемые в Вт/(м<sup>3</sup>Гц).

Удельные потери на единицу массы приводятся обычно для электротехнических сталей, где потери энергии на гистерезис малы и основную массу потерь составляют потери на вихревые токи.

Удельная мощность потерь, вызываемых вихревыми токами, пропорциональна квадрату максимального значения индукции  $B_{\text{макс}}$  (возникающей в материале при перемагничивании) и квадрату частоты,  $f$ :

$$P_{\text{вихр}} \sim \xi B_{\text{макс}}^2 f^2. \quad (53)$$

Эти потери даются в справочнике для определённых значений индукции и частоты. В задании с использованием выражения (53) их можно пересчитать на другие заданные значения индукции и частоты. Для этого по данным, взятым из справочника, рассчитывается коэффициент пропорциональности  $\xi$  выражения (53), который зависит от типа ферромагнетика. С помощью этого коэффициента и заданных значений индукции и частоты определяются потери.

Удельные потери на единицу объёма и единицу частоты приводятся в справочниках обычно для магнитных материалов, работающих на высоких частотах. У таких магнитных материалов, как правило, высокое удельное электрическое сопротивление, и потерями на вихревые токи можно пренебречь.

Удельная мощность потерь, вызываемых гистерезисом (перемагничиванием), пропорциональна максимальному значению индукции  $B_{\text{макс}}$  (возникающей в материале при перемагничивании) в степени 1,6...2,0 и частоте,  $f$ :

$$P_{\text{гист}} \sim B_{\text{макс}}^{(1,6...2)} f. \quad (54)$$

Эта формула используется для пересчёта значения потерь, найденного в справочнике, к условиям задания.

#### 4. Расчёт параметров изделий из магнитных материалов

##### 4.1. Определения

Расчёты параметров изделий из магнитных материалов проводятся по характеристикам этих материалов, полученных экспериментальным путём и приводимых в справочниках. Ниже даются определения и виды этих характеристик.

Основной особенностью магнитных материалов (ферромагнетиков и ферримагнетиков) является высокая магнитная проницаемость  $\mu$  и зависимость магнитной проницаемости от напряженности магнитного поля.

**Магнитная проницаемость,  $\mu$**  – это физическая величина, характеризующая изменение магнитной индукции при воздействии магнитного поля. Для изотропных сред магнитная проницаемость равна отношению индукции в среде  $\mathbf{B}$  к напряженности внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}$  и к магнитной постоянной  $\mu_0$  :

$$\mu = \frac{B}{\mu_0 H}. \quad (55)$$

Магнитная проницаемость – величина безразмерная. Особенностью магнитной проницаемости магнитных материалов является её зависимость от напряжённости внешнего магнитного поля.

При малой напряженности внешнего магнитного поля (или его отсутствии), когда магнитные моменты доменов<sup>3</sup> магнитного материала образуют замкнутые магнитные цепи, магнитная проницаемость минимальна и носит название **«начальная магнитная проницаемость»** –  $\mu_{\text{нач}}$ . Увеличение напряженности магнитного поля приводит к необратимому смещению доменных границ, ориентации векторов намагниченности доменов по полю и увеличению магнитной проницаемости вплоть до **«максимальной магнитной проницаемости»** –  $\mu_{\text{макс}}$ . При дальнейшем увеличении напряженности внешнего магнитного поля происходит полная ориентация магнитных моментов доменов по полю и материал переходит в состояние технического насыщения. Магнитная проницаемость уменьшается.

В силу зависимости магнитной проницаемости от напряженности магнитного поля зависимость индукции в материале от напряженности внешнего магнитного поля нелинейна. Если эту зависимость снять на предварительно размагниченном материале она будет называться **«начальной кривой намагничивания»** (на рис. 8). На рис. 9 показана зависимость магнитной проницаемости от напряженности внешнего магнитного поля, построенная для того же материала.

---

<sup>3</sup> Домены - области химически однородной среды, отличающиеся электрическими, магнитными или упругими свойствами, либо упорядоченностью в расположении частиц. Магнитные домены – области самопроизвольной намагниченности. В отсутствие внешнего магнитного поля магнитные моменты доменов ориентированы таким образом, что результирующая намагниченность образца в целом равна нулю.

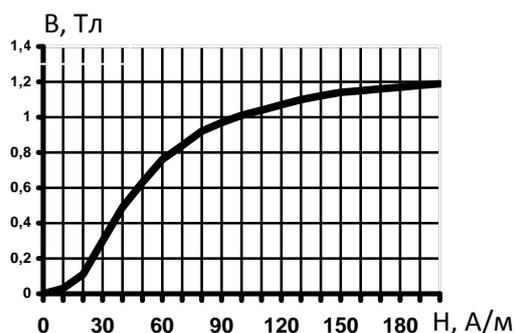


Рис. 8. Начальная кривая намагничивания

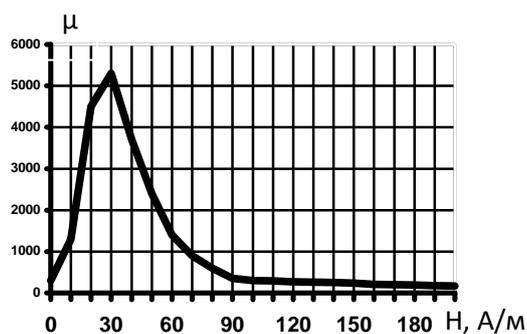


Рис. 9. Зависимость магнитной проницаемости от напряженности внешнего магнитного поля

Комплекс магнитных свойств магнитного материала описывается кривыми намагничивания-размагничивания (зависимостью индукции в материале от напряженности переменного магнитного поля) – петлями гистерезиса (hysteresis – отставание, запаздывание). Наиболее информативной является предельная петля гистерезиса, когда индукция в материале достигает максимально возможного значения для образца (материал полностью намагничен). **Предельная петля гистерезиса** (рис. 10) определяет следующие параметры магнитного материала:

- начальная магнитная проницаемость,  $\mu_{\text{нач}}$  (при напряженности магнитного поля на начальной кривой намагничивания близкой к нулю);
- максимальная магнитная проницаемость,  $\mu_{\text{макс}}$  (в точке кривой намагничивания с максимальным значением производной индукции по напряжённости);
- индукция насыщения,  $B_{\text{нас}}$  (индукция полного намагничивания образца. **Индукция технического насыщения** – значение индукции магнитного материала, определяемое экстраполяцией из области напряжённости магнитных полей, соответствующих намагниченности технического насыщения, к нулевому значению напряжённости поля);
- остаточная индукция,  $B_{\text{ост}}$  (индукция, сохраняющаяся в магнитном материале после намагничивания его до намагниченности технического насыщения и уменьшения напряженности магнитного поля в нём до нуля);

- коэрцитивная сила,  $H_c$  (величина, равная напряжённости магнитного поля, необходимого для изменения магнитной индукции от остаточной индукции до нуля. По значению коэрцитивной силы различают магнитомягкие  $H_c \leq 800$  А/м и магнитотвёрдые  $H_c \geq 4000$  А/м материалы);

- магнитные потери на гистерезис – потери энергии на перемагничивание, пропорциональные площади, охватываемой петлей гистерезиса.

Петля гистерезиса представлена на рисунке 10:

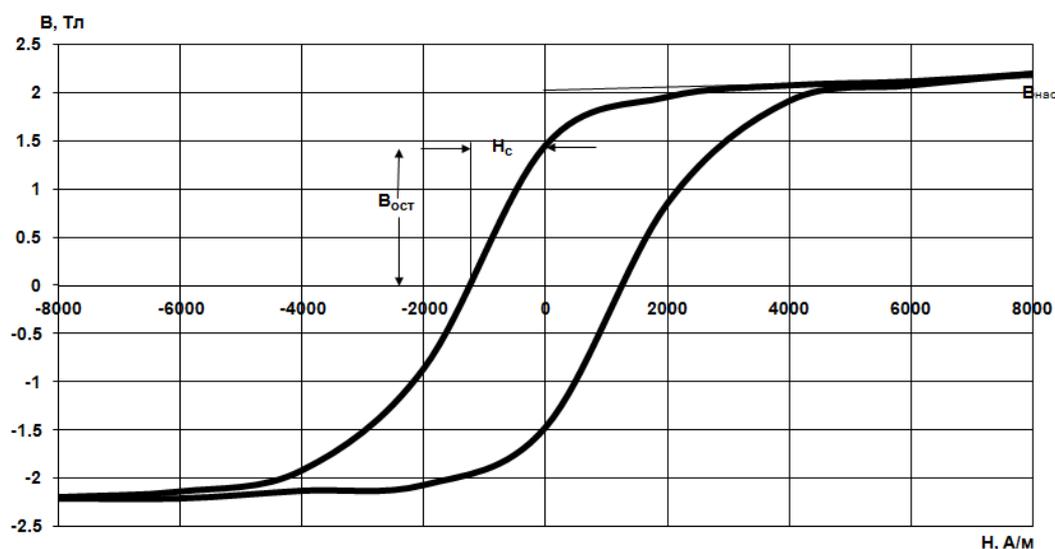


Рис. 10. Предельная петля гистерезиса

Кроме потерь на перемагничивание в электротехнической стали и других магнитомягких материалах, удельное электрическое сопротивление которых невелико, преобладают джоулевы потери на вихревые токи, возбуждаемые в магнитном материале переменным магнитным полем по Закону электромагнитной индукции. В материалах с большим удельным электрическим сопротивлением, например в ферритах, преобладают потери на гистерезис. Подробнее о магнитных потерях изложено в 3.4.

Поскольку потери на вихревые токи пропорциональны квадрату частоты (см. 3.4), ферриты применяют в высокочастотных устройствах. В таких же устройствах можно применять и особый класс материалов – магнитодиэлектрики. Магнитодиэлектрик – это композиционный материал

матричной структуры (см. 2), который состоит из диэлектрической матрицы и мелкого наполнителя из магнитомягкого проводящего материала. В мельчайших, изолированных друг от друга частицах наполнителя вихревые токи ничтожны и материал не нагревается даже при высоких частотах.

Из других магнитных материалов специального назначения отметим материалы с прямоугольной петлей гистерезиса и термомагнитные материалы.

Петля магнитного гистерезиса, у которой отношение магнитной индукции при нулевой напряженности магнитного поля к магнитной индукции, соответствующей напряженности магнитного поля, превышающего коэрцитивную силу в заданное число раз, не менее 0,85. Прямоугольные петли гистерезиса характеризуются коэффициентами прямоугольности и квадратности.

Коэффициент прямоугольности прямоугольной петли гистерезиса – это отношение остаточной индукции при нулевой напряженности магнитного поля к максимальной индукции на данной симметричной петле гистерезиса.

Коэффициент квадратности прямоугольной петли гистерезиса – это отношение напряженности поля трогания  $H_T$  к коэрцитивной силе  $H_C$  на данной симметричной петле гистерезиса:

$$\text{коэффициент квадратности} = \frac{H_T}{H_C} \quad (56)$$

Напряженность магнитного поля трогания - это напряженность размагничивающего магнитного поля, при котором значение индукции на кривой размагничивания меньше остаточной индукции на 10%.

Прямоугольная петля гистерезиса показана на рисунке 11.

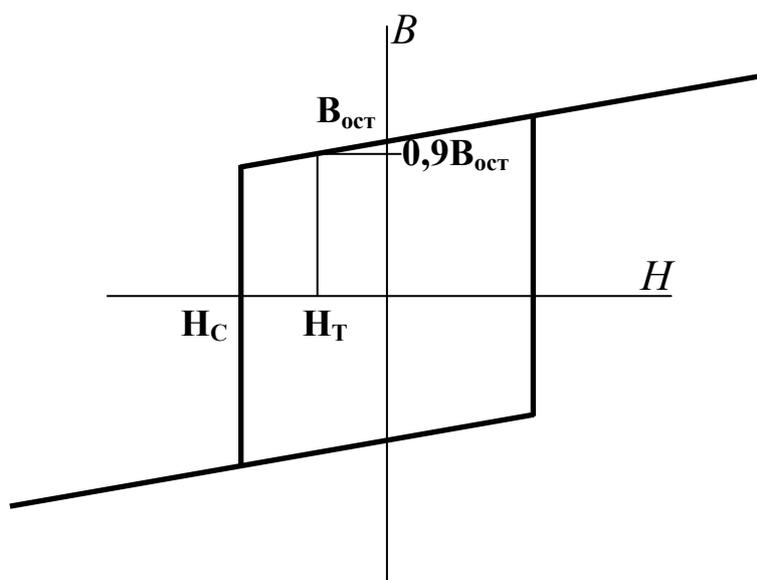


Рис. 11. Прямоугольная петля гистерезиса

Термомагнитными называют материалы, характеризующиеся сильной зависимостью намагниченности от температуры в полях, близких к полю насыщения материала и при температурах, близких к точке Кюри.

## 5. Расчёт электрической прочности диэлектриков

### 5.1. Общие положения

Экспериментальные данные по электрической прочности твёрдых, жидких и газообразных диэлектриков приведены в справочниках. Для их осознанного использования ниже приводятся основные положения по пробою и электрической прочности диэлектриков.

**Электрической прочностью**,  $E_{np}$  называется средняя напряженность электрического поля, при которой происходит **электрический пробой** изоляционного промежутка. Напряжение, при котором происходит электрический пробой, называют «**пробивным напряжением**»,  $U_{np}$

$$E_{np} = \frac{U_{np}}{h}. \quad (57)$$

В выражении (57)  $h$  - толщина диэлектрика (изоляционный промежуток между электродами, разрядный промежуток). Пробивное напряжение зависит

от размера разрядного промежутка. При увеличении промежутка пробивное напряжение возрастает, а электрическая прочность снижается.

**Электрическим пробоем** диэлектрика называют скачкообразное увеличение электропроводности материала при воздействии высокого напряжения, вплоть до образования электропроводящего плазменного канала. Явление электрического пробоя в газах или жидкостях часто называют «электрическим разрядом», что говорит о разряде емкости через этот канал.

Механизмы развития разряда в газообразных, жидких и твёрдых диэлектриках различны.

## 5.2. Газовый разряд и электрическая прочность газов

**При электрическом пробое** большого газового промежутка последовательно развиваются следующие явления:

I. Появление *свободного электрона* в газовом промежутке (случайного, вышедшего из металлического электрода, образовавшегося в результате фотоионизации молекулы газа и т.п.).

II. Разгон свободного электрона электрическим полем до энергии, достаточной для того, чтобы при соударении с нейтральным атомом ионизировать последний (*ударная ионизация*).

III. Развитие *электронной лавины* как следствие множественных актов ударной ионизации.

IV. Рост *стримера* – проводящего плазменного канала, формирующегося из положительных ионов, оставшихся после прохождения лавины, и отрицательных зарядов, втягиваемых в положительную плазму.

V. Преобразование стримера в *лидер* за счет термоионизации, вызываемой прохождением емкостного тока по стримеру.

VI. *Главный разряд* происходит при замыкании каналом разряда разрядного промежутка.

При малых промежутках процесс пробоя может завершиться на стадиях III (лавинный пробой) и IV (стримерный пробой, искра).

**Электрическая прочность газов** зависит:

A) *от давления*. При увеличении давления уменьшаются расстояния между молекулами. Разгоняющемуся электрону необходимо на более коротком пути разгона (называемого длиной свободного пробега) получить энергию, достаточную для ионизации атома. Эта энергия определяется в первую очередь конечной (в момент соударения) скоростью электрона. Большого ускорения электрон может достичь за счет увеличения действующей на него силы – напряженности электрического поля. Экспериментальная зависимость пробивного напряжения газового промежутка от произведения давления « $p$ » на величину промежутка « $h$ » называется законом Пашёна. Кривая Пашёна представлена на рис. 12. Минимальное значение пробивного напряжения для воздуха при  $p \cdot h = 0,7 \text{ Па} \cdot \text{м}$  составляет примерно 330 В. Левее указанного значения  $p \cdot h$  электрическая прочность возрастает из-за малой вероятности столкновения электронов с молекулами газа.

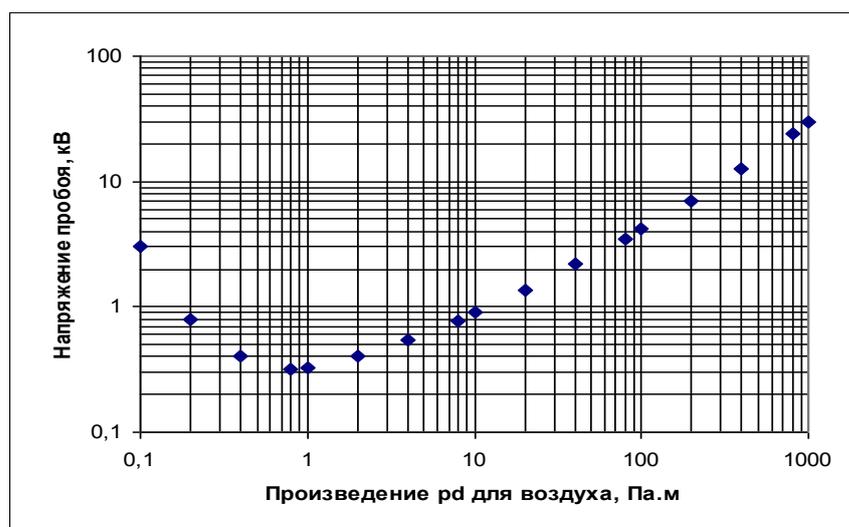


Рис. 12. Кривая Пашёна для лавинного пробоя воздушного промежутка

При  $p \cdot h \sim 10$  Па·м и более можно пользоваться следующей приближенной формулой для расчета пробивного напряжения

$$U_{np} = a_0 \frac{p \cdot h}{p_0} + b_0 \sqrt{\frac{p \cdot h}{p_0}}, \quad (58)$$

где параметры  $a_0$  и  $b_0$  зависят от вида газа:

Постоянные коэффициенты	Воздух	O <sub>2</sub>	N <sub>2</sub>	H <sub>2</sub>	Ar	He	Ne	SF <sub>6</sub>
$a_0$ , МВ/м	2,45	2,6	2,35	1,26	0,57	0,57	0,201	8,93
$b_0$ , МВ/м <sup>1/2</sup>	0,064	0,0635	0,0955	0,0437	0,226	0,0153	0,0157	0

Коэффициенты таблицы справедливы для: давления  $p_0 = 101,3$  кПа, и температуры  $T_0 = 293$  К.

Из выражения 58 можно видеть, что при неизменном давлении электрическая прочность газов увеличивается с уменьшением расстояния между электродами. На рисунке 13 показана зависимость электрической прочности воздуха от расстояния между электродами в равномерном поле.

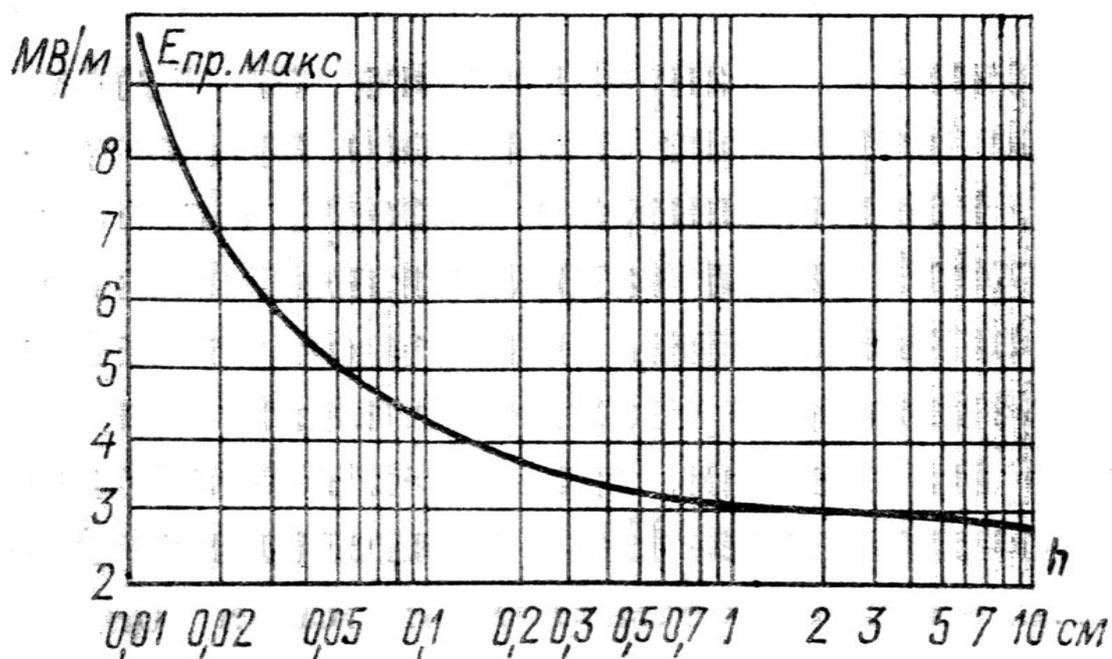


Рис. 13. Зависимость электрической прочности воздуха от расстояния между электродами в однородном поле при  $f = 50$  Гц,  $t = 20$  °С,  $p \approx 0,1$  МПа

При изменении температуры и давления формула (58) слегка модифицируется:

$$U_{\text{в}} = a_0 \delta \cdot h + b_0 \sqrt{\delta \cdot h}, \quad \text{где } \delta = \frac{p \cdot T_0}{p_0 \cdot T}. \quad (59)$$

Б) Электрическая прочность газового промежутка зависит также от вида газа, точнее от сродства молекулы газа к электрону, электроотрицательности газа. Сродство к электрону – это способность некоторых нейтральных атомов и молекул присоединять добавочные электроны, превращаясь в отрицательные ионы. В электроотрицательных газах, состоящих из атомов с высоким сродством к электрону, требуется бóльшая энергия разгона электронов полем для образования электронной лавины.

Если электрическое поле неравномерное, а, например, радиально-цилиндрическое (см. рис. 2), то наибольшая напряжённость поля будет вблизи поверхности внутреннего цилиндра (например, жилы кабеля). В этом месте при достижении критического значения напряжённости может возникнуть частичный разряд, распространяющийся только до определённой области промежутка, той, где напряжённость электрического поля упала до значения, не поддерживающего развития разряда. Такой частичный разряд называется «коронной».

Для определения напряжённости в радиально-цилиндрическом поле можно использовать выражение:

$$E(r) = \frac{U}{r \cdot \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)} \quad (60)$$

где  $r$  – расстояние от оси цилиндров до точки в изоляции,  $r_2$  – радиус внешнего электрода,  $r_1$  – радиус внутреннего электрода. При напряжённости поля, равной электрической прочности напряжение на внутреннем электроде  $U$  (при заземлённом внешнем электроде) будет напряжением появления короны. Напряжение появления короны можно также рассчитать по выражениям, приводимым в [3].

### 5.3. Электрическая прочность жидких диэлектриков

**Электрическая прочность жидкого диэлектрика** не связана непосредственно с химическим строением жидкостей. Из-за близкого расположения молекул в жидком диэлектрике механизм ударной ионизации не реализуется.

На значение электрической прочности влияет в первую очередь количество газа в жидкости, состояние и площадь поверхности электродов.

Электрический пробой жидкого диэлектрика начинается, как правило, с пробоя микроскопических газовых пузырьков. Из-за низкой диэлектрической проницаемости газа напряженность в пузырьке выше, чем в жидкости (см. выражение 32), а электрическая прочность газа – ниже.

Частичные разряды в пузырьках приводят к росту последних, что в итоге завершается пробоем жидкого диэлектрика.

Электрическая прочность жидкого диэлектрика повышается при:

- очистке от твердых проводящих микрочастиц (сажа, уголь и т.п.);
- сушке жидкости (удалении воды);
- дегазации жидкости (вакууммировании);
- повышении давления -  $P$ .

Для учета давления  $P$  и площади электродов  $S$  используется обобщение эмпирических зависимостей в виде формулы Мартина

$$E_{\cdot p} = \frac{M \cdot P^{1/8}}{\tau^{1/3} \cdot S^{1/10}}, \quad (61)$$

где постоянная  $M$  зависит от сорта жидкости и имеет размерность МВ/см. В этом выражении длительность импульса  $\tau$  следует подставлять в микросекундах, давление в атм., а площадь электродов  $S$  - в см<sup>2</sup>. Постоянная  $M$  составляет 0,7 МВ/см для гексана и трансформаторного масла, 0,6 МВ/см для глицерина, 0,5 МВ/см для этилового спирта, 0,6 МВ/см для воды (в случае пробоя с катода) и 0,3 МВ/см (в случае пробоя с анода).

#### 5.4. Электрическая прочность твёрдых диэлектриков

Механизмы **пробоя твердых диэлектриков** зависят от времени воздействия напряжения (с момента подачи до пробоя). Длительность воздействия напряжения влияет на физические процессы, происходящие при этом воздействии. Различают:

- электрический пробой (время воздействия – доли секунды);
- тепловой пробой (время воздействия от секунд до часов);
- пробой под действием частичных разрядов (время воздействия от нескольких часов до года и более).

При электрическом пробое твёрдого диэлектрика под действием приложенного напряжения разрываются химические связи, и вещество перерабатывается в плазму. Электрическая прочность твердого диэлектрика пропорциональна энергии химических связей.

Причиной теплового пробоя является разогрев диэлектрика, чаще всего за счет диэлектрических потерь, когда мощность потерь превышает мощность, отводимую от диэлектрика.

При повышении температуры увеличиваются электропроводность (за счет увеличения числа носителей) и угол диэлектрических потерь, что приводит к дополнительному росту энерговыделения, и снижению электрической прочности.

#### 5.5. Частичные разряды в диэлектриках

**Частичным разрядом, ЧР** называют разряд, проходящий в какой-либо ограниченной области изоляционного промежутка, и не замыкающий весь промежуток. Одним из примеров частичного разряда является коронный разряд в газах в неравномерном электрическом поле, когда стримером пробивается лишь область вблизи электрода с напряженностью поля выше электрической прочности газа (например, у провода высоковольтной линии

электропередачи). В твердых телах ЧР – это локальный многолавиный разряд в газовой поре диэлектрика.

Для возникновения частичного разряда в твердом диэлектрике необходимы два условия:

- наличие воздушного включения, напряженность поля в котором выше, чем в самом диэлектрике;
- напряжение, приложенное к диэлектрику, должно быть достаточным для того, чтобы напряженность поля в воздушном включении превысила пробивную.

При переменном поле, приложенном к диэлектрику, частичные разряды возникают на каждом полупериоде при достижении напряжением пробивного значения. Длительные периодические ЧР химически разрушают диэлектрик, увеличивают диэлектрические потери и снижают электрическую прочность, что в конечном итоге приводит к пробое диэлектрика.

Для определения напряжённости поля в изоляции коаксиального кабеля можно использовать выражение (19).

В плоско-параллельном поле, когда слои двухслойного диэлектрика расположены перпендикулярно вектору напряжённости поля, имеет место соотношение:

$$\begin{cases} E_1 \cdot d_1 + E_2 \cdot d_2 = U \\ \frac{E_1}{E_2} = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \end{cases}, \quad (62)$$

где  $U$  – напряжение, приложенное к двухслойной изоляции,  $E_1$  и  $E_2$  – напряжённости поля в первом и втором слоях,  $d_1$  и  $d_2$  – толщины первого и второго слоёв,  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  – диэлектрические проницаемости материала первого и второго слоёв. Используя выражение 62, и подставив в него электрическую прочность одного из диэлектриков, можно найти напряжение, при котором в слое с этим диэлектриком возникнет частичный разряд. При этом, если одним из диэлектриков является газ, необходимо также учитывать зависимость электрической прочности газа от толщины газового промежутка (см. выражение 58 и рис. 13).